ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 20 NOVEMBRE 1961.

PRÉSIDENCE DE M. Louis HACKSPILL

DÉCÈS.

M. le **Président** informe l'Académie du décès survenu le 17 novembre, à Paris, de M. **Georges Paulet**, Président de l'Association de la Presse de l'Institut qui, pendant de longues années, assista aux séances de l'Académie et en rendit compte avec conscience et compétence.

PRÉSENTATION DE SAVANTS ÉTRANGERS.

M. **Arnaud Denjoy** signale la présence de M. **Stefan Bergmann**, Professeur à l'Université de Stanford, Californie, et M. **Pierre-Paul Grassé** celle de M. **Victor Van Straelen**, Directeur honoraire de l'Institut des sciences naturelles de Bruxelles, Fondateur de l'Institut des Parcs nationaux du Congo ex-Belge. M. le Président leur souhaite la bienvenue et les invite à prendre part à la séance.

CORRESPONDANCE.

M. **Bernard Decaux** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la section de géographie et navigation, par la mort de M. *Donatien Cot.*

OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

M. **Louis de Broglie** dépose sur le Bureau de l'Académie la *Connaissance des temps ou des mouvements célestes pour l'an* 1962 *à l'usage des astronomes et des navigateurs*, publiée par le Bureau des longitudes.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale à l'Académie que le tome 251 (Juillet-Décembre 1960) des *Comptes rendus* est en distribution au Secrétariat.

Les volumes suivants sont offerts ou adressés en hommage à l'Académie.

par M. **Francis Perrin**, un Ouvrage de M. Marc Lefort intitulé : *La libération de l'énergie nucléaire*, dont il a écrit la *Préface*, et qui constitue le tome I de la collection *Applications des sciences nucléaires*, dirigée par l'auteur.

par M. **Joseph Kampé de Fériet**, la réédition de l'Ouvrage de Pierre Duhem : *Recherches sur l'hydrodynamique*, dont il a écrit la *Préface*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Applications des sciences nucléaires. II. *Dangers des radiations atomiques. Éléments de protection*, par Raymond Devoret. Préface de Raymond Latarjet.

2° Id. III. *Les isotopes radioactifs en médecine*, par Michel de Visscher et Christian Beckers. Préface de Maurice Tubiana.

3° Collection de logique mathématique. Série A. XVII. *Fonctions récursives*, par Andrzej Grzegorczyk.

4° *Radio-écho observations of the Aurora in Terre Adelie*, by K. Bullough.

5° *Vorlesungen über Funktionentheorie*, von Alexander Dinghas.

6° Takashi Urayama. *Preliminary note on the stimulative effect of certain specific bacteria upon fruit body formation in* Psilocybe panæoliformis *Murrill. — Studies on fruit body formation of* Psilocybe panæoliformis *Murrill in pure culture. — Das Wuchshormon des Fruchtkörpers von* Agaricus campestris *L* (*Vorläufige Mitteilung*). — *Damage of* Coptotermes formosanus *Shiraki upon fruit bodies of* Agaricus bisporus (*Lange*) *sing.* — *On the culture tubes for making the spawns of some mushrooms* (Agaricus bisporus, etc.).

7° *Studies on proteins, glycoproteins and mucopolysaccharides in normal human urine*, by Ingemar Berggård. (Thèse, Uppsala.)

8° *The Japan defense Academy*, 1960.

9° Université Ivan Franko (Lvov). E. K. Lazarenko, O. I. Matkovs'kiĭ, O. M. Vinar, V. P. Chachkina, G. M. Gnativ. *Mineralogija viverjenikh kompleksiv zakhidnoï Volinii* (*La minéralogie des complexes éruptifs de la Volinie occidentale*).

10° Id. Erik Aleksandrovitch Lazarenko. *Metasomatitchni outvorennja u voulkanitchnikh porodakh Zakarpattja* (*Formations métasomatiques dans les roches volcaniques dans la région des Carpathes*).

11° Id. Laboratoire de recherches géochimiques. *Problemy geokhimii* (*Problèmes de géochimie*). Tome I.

12° G. M. Popov, I. I. Chafranovs'kiĭ. *Kristalografija.*

13° Grigoriĭ Pavlovitch Kouchta. *Rentgenografija metaliv* (*Analyse spectrale des métaux*).

Il signale également un fascicule multicopié :

14° *Un grand opticien normand. Alexandre Durand*, 1869-1954, par M. Alain Desfours.

PRÉSENTATIONS, DÉLÉGATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire de physique végétale du Muséum national d'Histoire naturelle, pour la première ligne, M. *Charles Sadron* obtient 42 suffrages, contre 3 à M. *André Bernanose*; il y a 7 bulletins blancs.

Pour la seconde ligne, M. *André Bernanose* obtient 45 suffrages; il y a 7 bulletins blancs.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale comprendra :

En première ligne............. M. **Charles Sadron.**
En seconde ligne.............. M. **André Bernanose.**

M. **Antoine Lacassagne** est désigné pour représenter l'Académie au X[e] **Congrès international de Radiologie**, qui se tiendra à Montréal, Canada du 26 août au 1[er] septembre 1962.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

MINÉRALOGIE. — *Mécanisme de la dissolution des feldspaths alcalins dans l'eau pure ou chargée de CO_2 à 200°C.* Note (*) de Mme **Martine Lagache**, MM. **Jean Wyart** et **Germain Sabatier**.

Analyse des résultats des expériences de dissolution des feldspaths alcalins ayant fait l'objet d'une Note précédente (1). La vitesse de dissolution n'est pas réglée par la formation à la surface des cristaux d'une couche superficielle désorganisée. Elle est régie par l'interaction des cristaux, qu'on peut toujours considérer comme « neufs », avec les produits en solution. De nouvelles expériences confirment cette interprétation.

Dans une Note récente (1) nous avons décrit quelques expériences de dissolution dans l'eau des feldspaths alcalins à 200°C, avec ou sans pression de CO_2. Les alcalins, la silice et l'alumine n'apparaissent pas en solution dans les proportions existant dans les cristaux. Chaque élément présente un comportement qui lui est propre. Les concentrations dans la solution dépendent de la durée de contact t des cristaux avec l'eau et du rapport s de leur surface au volume de la solution, ces deux variables interviennent par l'intermédiaire de leur produit ts.

Nous nous proposons d'examiner ici quel est le mécanisme de la dissolution.

Supposons que l'essentiel du phénomène dépende de la formation à la surface des cristaux d'une couche désorganisée due au départ des alcalins, de l'alumine et de la silice, conformément à l'hypothèse émise par C. W. Correns et W. Von Engelhardt (1938) (2) dans leurs premières études sur l'altération des feldspaths potassiques. L'importance de cette altération superficielle pourra se mesurer par les quantités d'alumine, de silice et d'alcalins perdues par les cristaux par unité de surface : soient c_1/s, c_2/s et c_3/s.

L'épaisseur de la couche sera une certaine fonction de $[c_1/s,\ c_2/s,\ c_3/s]$ et dans notre hypothèse la vitesse de dissolution de chaque élément par centimètre carré de cristal s'exprimera par un jeu de trois équations telles que

$$\frac{1}{s}\frac{dc_1}{dt} = f_1\left[\frac{c_1}{s}, \frac{c_2}{s}, \frac{c_3}{s}\right].$$

L'intégration de ce système pour les conditions initiales $c_1 = c_2 = c_3 = 0$ pour $t = 0$, conduit à une solution de la forme

$$c_1 = s\varphi_1(t), \qquad c_2 = s\varphi_2(t), \qquad c_3 = s\varphi_3(t).$$

Dans ce calcul nous considérons s comme constante. En effet dans tous nos essais la quantité de produit passée en solution est très petite vis-à-vis de la quantité de feldspath initialement présente.

On voit que cette hypothèse conduit à une loi de dissolution dans laquelle les concentrations sont proportionnelles à s, ce qui est contredit par l'expérience.

Supposons au contraire que la cinétique de la réaction soit sous la dépendance de l'accumulation des alcalins de la silice et de l'alumine dans la

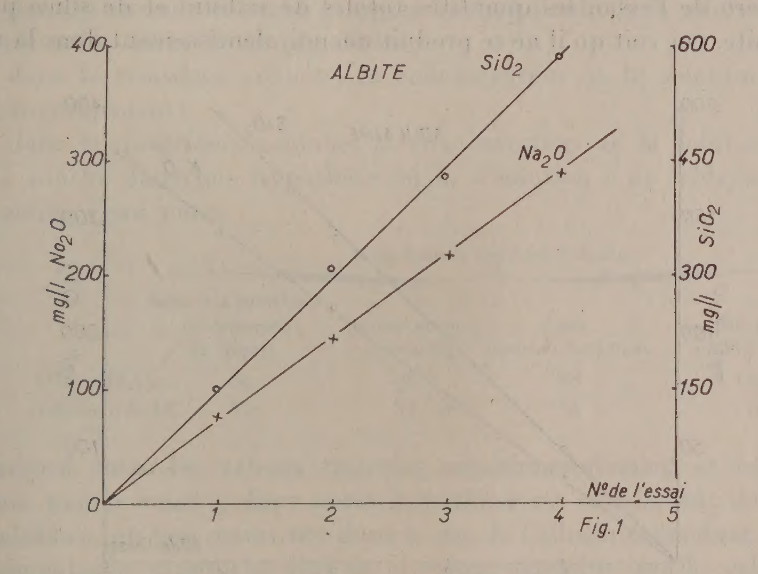


Fig. 1

solution et que l'état de la surface du cristal n'intervienne pas. Cette hypothèse s'exprime par un jeu de trois équations telles que

$$\frac{1}{s}\frac{dc_1}{dt} = f'_1(c_1, c_2, c_3).$$

dont l'intégration conduit à la solution

$$c_1 = \varphi'_1(st), \qquad c_2 = \varphi'_2(st), \qquad c_3 = \varphi'_3(st).$$

Dans cette hypothèse, s et t interviennent par leur produit conformément à l'expérience. Cet accord peut être considéré comme une indication favorable au mécanisme envisagé que nous allons chercher à démontrer par des expériences plus directes.

Nous avons fait porter nos mesures sur la dissolution des alcalins et de la silice.

Une première conséquence à tirer du mécanisme envisagé est la suivante : un cristal ayant subi une certaine dissolution doit se comporter, dans une nouvelle attaque, comme un cristal « neuf ».

Pour vérifier cette conclusion, nous avons placé, dans un de nos autoclaves, 500 mg d'albite, de surface spécifique 1 200 cm²/g (diamètre moyen : 22 μ) au contact de 30 ml d'eau distillée. Le volume libre a été rempli de CO_2 à une pression de 5 bars. Après fermeture de l'autoclave, l'ensemble a été chauffé à 200°C pendant 3 jours. Au bout de ce temps, les cristaux ont été séparés de la solution dans laquelle on a dosé le sodium et la silice; puis 30 ml d'eau distillée ont été remis au contact de ces cristaux et l'expérience a été renouvelée quatre fois. La figure 1 montre, en fonction du numéro de l'essai, les quantités totales de sodium et de silice perdues par l'albite. On voit qu'il ne se produit aucun ralentissement dans la vitesse

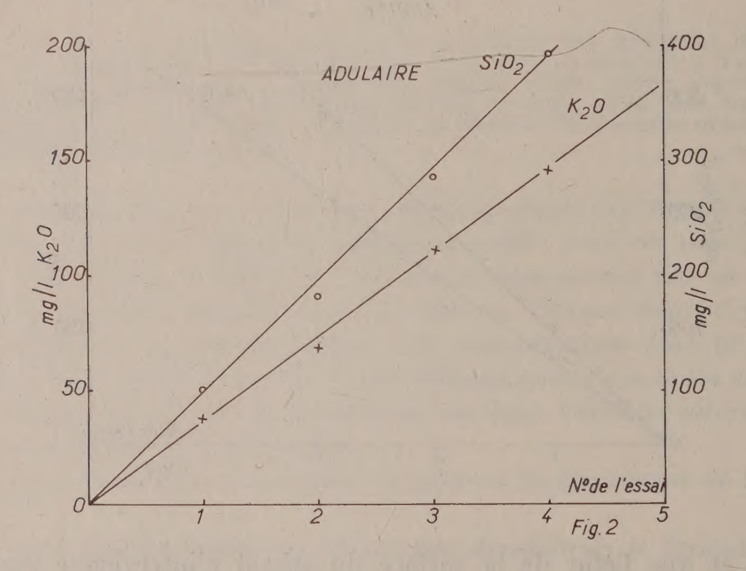


Fig. 2

de dissolution, au fil des essais. La même expérience réalisée avec 200 mg d'adulaire de surface spécifique 1 000 cm²/g (diamètre moyen : 19 μ) et des durées de 3 jours conduit à des résultats identiques (*fig.* 2).

Du mécanisme envisagé peut être tirée une seconde conséquence : un cristal « neuf » placé dans une « solution » d'albite ou d'adulaire, doit subir une dissolution plus lente que s'il était placé dans l'eau pure, et sa vitesse de dissolution peut être prévue par les courbes données dans notre précédente Note.

Par « solution » d'albite ou d'adulaire, nous entendons des solutions de ces feldspaths obtenues dans les conditions habituelles d'expérience et pouvant être caractérisées par un coefficient *ts*.

Ces expériences ont été faites tant avec l'albite qu'avec l'adulaire.

30 ml d'une « solution d'albite » contenant 69 mg de Na_2O/l et correspondant à $ts = 50$ (*t* jours, *s* cm² par millilitre de solution), ont été mis en contact, pendant 3 jours, avec 200 mg d'albite « neuve » de surface spécifique 2 000 cm²/g (diamètre moyen : 11 μ).

De même 30 ml d'une « solution d'adulaire » contenant 54 mg/l de Na_2O+K_2O correspondant à un coefficient *ts* = 40 ont été mis en contact, pendant 4 jours, avec 200 mg d'adulaire « neuf » de surface spécifique 2 000 cm²/g (diamètre moyen : 11 μ).

Dans le tableau suivant, nous donnons les résultats des dosages effectués sur ces solutions :

— dans la première colonne on peut lire la concentration en Na_2O ou K_2O dans la solution initiale;

— dans la seconde colonne, la concentration finale de la solution prévue par la courbe, selon notre hypothèse;

— dans la troisième colonne, la concentration de la solution mesurée expérimentalement;

— dans la quatrième colonne, la concentration de la solution prévue par la courbe dans une hypothèse où la « solution » de feldspath aurait agi comme l'eau pure.

	Milligrammes par litre d'alcalins			
	dans la « solution » de feldspath au départ.	prévus selon la courbe.	dosés expérimentalement.	prévus si « solution » = eau.
Albite Na_2O.....	69	98	88	129
Adulaire K_2O...	54	82	84	119

L'accord entre les valeurs trouvées expérimentalement et les valeurs prévues par la courbe, dans notre hypothèse est satisfaisant dans le cas de l'adulaire, un peu moins net dans le cas de l'albite; cependant le chiffre expérimental se rapproche plus de la valeur attendue que de celle correspondant à une action de la « solution » identique à celle de l'eau pure.

La silice passe de 148 à 182 mg/l pour l'albite, de 81 à 88 mg/l pour l'adulaire. Ce faible accroissement ainsi que les résultats précédents sont deux confirmations à notre hypothèse selon laquelle la concentration de la solution en produits dissous, joue le rôle de frein dans la dissolution des feldspaths.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) Mme M. Lagache, J. Wyart et G. Sabatier, *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 2019.

(2) C. W. Correns et W. von Engelhardt, *Chemie der Erde*, 12, 1938, p. 1-22.

GÉOLOGIE. — *La technique cinématographique au service des sciences de la terre : un film géologique sur la genèse des Alpes françaises.* Note (*) de M. **Léon Moret** (1).

Une première tentative pour retracer à l'aide d'un film l'histoire d'une chaîne de montagnes, comme les Alpes françaises, avait été effectuée sous ma direction lors de l'exposition internationale de 1937, pour le *Palais de la Découverte.*

Présenté à l'Académie des Sciences le 4 avril 1938 par M. Ch. Jacob, ce film exécuté à l'*Institut de Cinématographie scientifique* à l'aide de maquettes de plastilines colorées, progressivement complétées et déformées, était déjà très intéressant, mais n'a pu donner tous les résultats attendus. A chaque déformation une vue était prise et plusieurs milliers d'images ont été ainsi fixées réalisant une pellicule d'une centaine de mètres de longueur qui retraçait en 5 mn environ une histoire vieille de près de 600 millions d'années. C'est dire que bien des épisodes de cette histoire étaient partiellement ou même totalement escamotés.

Il n'en est plus de même aujourd'hui. En effet, et sur l'initiative du *Service du Film de la Recherche Scientifique*, pour la première fois la technique des dessins animés colorés (la meilleure en pareil cas) a pu être utilisée pour exprimer correctement la naissance tumultueuse des Alpes françaises, et cela grâce à une suite de coupes géologiques transversales, véritables jalons, en montrant les stades essentiels depuis les temps primaires jusqu'à l'époque actuelle et ne laissant subsister entre eux aucune inconnue. Ceci fait, le problème technique consistait à intercaler entre ces jalons un nombre suffisant de dessins pour rétablir la continuité des phénomènes, en se soumettant aux méthodes appropriées des dessins animés.

Sous tous les rapports, la synthèse ainsi réalisée peut être considérée comme une nouvelle version, très améliorée, du film de 1937, puisqu'elle tient compte des recherches effectuées par les géologues alpins au cours de ces dernières années, qu'elle comporte aussi une durée de projection de 23 mn au lieu de 5 et une bien plus grande netteté des images.

Hâtons-nous également de préciser que, tout en simplifiant volontairement et même en schématisant le drame alpin pour rester pédagogique, ce film est aussi un document qui peut stimuler la recherche puisque, pour exprimer le développement du scénario, il a fallu obligatoirement envisager des hypothèses, parfois audacieuses, et prendre des décisions graphiques destinées à permettre la reconstitution et l'enchaînement de phénomènes géologiques d'une grande complexité tout en les accordant avec les techniques cinématographiques.

Il va sans dire que la région à choisir pour retracer cette histoire devait comporter toutes les zones alpines, des Chaînes subalpines aux Schistes lustrés, ainsi que leurs traits structuraux les plus remarquables, en particulier les grandes nappes de charriages si caractéristiques des Alpes occidentales.

Un secteur était tentant, celui des massifs centraux du Mont-Blanc — Aiguilles Rouges, avec leurs enveloppes mésozoïques entraînées vers l'Ouest par les puissantes nappes préalpines du Chablais. Toutefois, outre que ces nappes y sont coupées de leurs racines, la zone pennique métamorphique y affronte de si près ces massifs centraux qu'elle recouvre certaines zones internes fort intéressantes, très largement développées vers le Sud, et dont l'étude a été un trait de lumière pour la compréhension de la structure des Alpes françaises.

Aussi, nulle autre région plus que la transversale Gap, Briançon, Château-Queyras, passant au droit du massif du Pelvoux, ne se prêtait à nos desseins, ayant donné lieu depuis quelques années à de nombreux travaux qui en font un des secteurs alpins les mieux connus actuellement, dans lequel sont visibles ces zones peu métamorphiques dites subbriançonnaise et briançonnaise, cachées plus au Nord par la zone des Schistes lustrés, et qui se sont déversées sur l'avant-pays pour donner les classiques nappes de charriage de l'Embrunais-Ubaye, ici encore reliées à leurs racines.

Utilisant plus de 60 jalons originaux tracés perpendiculairement à la direction générale des diverses zones constitutives de la chaîne, il a été possible de dessiner et d'animer le scénario dans d'excellentes conditions, puisque, ainsi que je l'ai dit, aucune inconnue ne subsistait entre ces jalons destinés à être reliés par de nombreux dessins intermédiaires.

On assiste ainsi, grâce au déroulement de la suite des dessins ainsi établie, à l'évolution et aux transformations lentes, mais progressives, de la structure et de l'aspect de la région étudiée au cours des âges géologiques et sous l'action des quatre grands facteurs de toute orogenèse : sédimentation, métamorphisme, plissement, érosion. Les stades les plus caractéristiques de cette évolution sont présentés par des coupes géologiques inscrites sur la face sud de blocs-diagrammes à trois dimensions destinés à faire saisir les rapports de l'infrastructure avec la surface.

L'un de ces blocs (celui représentant l'état actuel de la région choisie), encastré dans la carte structurale des Alpes projetée au début du film, se surélèvera, mettant ainsi en évidence la tectonique profonde actuelle de cette région, celle à laquelle le film doit finalement aboutir.

Enfin, les données les plus récentes de la géochronologie ont été utilisées pour répartir les durées absolues des divers épisodes représentés par le film, sauf toutefois pour la crise orogénique des plissements alpins du Tertiaire, relativement rapide, dont on a systématiquement allongé le déroulement pour en faciliter la visibilité.

Ainsi construit, le film montre la succession des grandes phases suivantes :

I. Formation du vieux socle cristallin (ici le Pelvoux) antécarbonifère, affecté par les mouvements hercyniens, suivie de la phase de pénéplénation anté-houillère.

II. C'est sur ce socle, qui deviendra le « berceau des Alpes » bien avant d'en être l'épine dorsale, que, vers la fin de l'ère primaire s'effectuera, dans les bas-fonds, la sédimentation continentale du Houiller (Westphalien et Stéphanien), premier terrain alpin non métamorphique, fossilifère et anthraciteux, et que les ultimes plissements hercyniens vont incorporer au socle ancien dans les zones externes.

III. A partir de ce moment, le climat se modifie; d'humide et chaud, il devient sec et désertique (grès rouges fossilifères d'Allevard, verrucano et éruptions volcaniques en Briançonnais) : c'est l'époque permienne qui marque la fin de l'ère primaire et, localement, des plissements hercyniens suivis d'une phase de dénudation antétriasique.

Au début du Secondaire, le régime désertique va se continuer pendant tout le Trias inférieur, très quartziteux en Briançonnais.

IV. Puis, par suite d'un enfoncement général de la région, commence à se dessiner la grande fosse de sédimentation dans laquelle la mer, bordée de vastes lagunes où se déposeront sédiments salifères et gypseux, fera son apparition au Trias moyen (mer de faciès germanique avec coulées spilitiques à l'Ouest, séparée de la mer alpine proprement dite, riche en faciès calcaires, par les hauts-fonds vindéliciens situés sur l'emplacement du futur Pelvoux) et dont le domaine va s'étendre à l'ensemble de la chaîne.

V. Ainsi prend naissance, dès le Jurassique inférieur (Lias) le géosynclinal alpin, immense dépression marine dans laquelle vont s'accumuler pendant l'ère secondaire et se répartir au gré des conditions de milieu, les sédiments schisteux ou calcaires si variés qui deviendront, associés aux sédiments triasiques, les roches de l'importante couverture mésozoïque de nos montagnes alpines.

VI. Ce géosynclinal alpin va, de très bonne heure, être accidenté par un énorme repli anticlinal (ici de direction Nord-Sud) dans sa moitié occidentale (celle que représente le film), repli désigné sous le nom de géanticlinal briançonnais et déterminant sur son versant ouest une avant-fosse, tandis que la grande fosse alpine (dont on ne verra qu'une faible partie sur l'écran), s'étendra au large du versant est.

Ce géanticlinal va jouer un très grand rôle dans la répartition de la sédimentation mésozoïque : en effet, complètement émergé et en proie à l'érosion karstique au Trias, il s'immergera progressivement au cours du Jurassique et du Crétacé, jouant alors en haut-fond pélagique balayé par les courants. Sa sédimentation réduite et lacuneuse s'opposera nettement à celle de la zone subbriançonnaise, zone dynamique et instable, coupée de cordillères localement ou temporairement émergées, et de la zone piémontaise où les sédiments sont épais, détritiques et monotones.

Vers la fin du Secondaire, l'activité tectonique commence à se manifester : plissements anténummulitiques au Nord du secteur qu'intéresse le film, jeu des cordillères subbriançonnaises, apparition de rides tectoniquement actives sur le géanticlinal briançonnais, plissements antésénoniens dans les zones les plus externes qui deviendront les régions subalpines.

VII. Que se passait-il plus à l'Est, pendant le même espace de temps, dans la grande fosse alpine, région qui n'a pu être figurée à ce stade dans le film?

Il est possible que l'accumulation des sédiments (Trias, Jurassique, Crétacé et même Éocène) ait contribué à l'enfoncement des parties centrales de cette fosse qui ont fini par atteindre des zones de haute température où ces sédiments ont pu être transformés par métamorphisme en schistes cristallins [2] (schistes lustrés injectés de « roches vertes », gneiss, etc., de la zone du Piémont) dans lesquels de modestes vestiges organiques permettent de soupçonner l'existence du Lias et du Jurassique supérieur. Mais on a tendance, actuellement, à admettre que la partie la plus superficielle de ces complexes, non atteinte par le métamorphisme, pourrait être constituée par le Flysch à Helminthoïdes (Crétacé-Éocène? [3]).

Ce sont toutes ces formations (Schistes lustrés, Flysch à Helminthoïdes) qu'on verra bientôt apparaître sur la droite de l'écran et progresser vers l'Ouest déjà en position anormale et charriées jusque sur l'avant-pays au moment des plissements alpins.

VIII. Au début de l'ère tertiaire, et pendant l'Éocène, le géosynclinal alpin devenu le géosynclinal nummulitique, est comblé par les sédiments grossiers du Flysch, transgressifs vers l'Ouest où, localement, ils viendront se déposer sur le granite du Pelvoux, (trilogie priabonienne de l'Éocène supérieur), préalablement surélevé et décapé par l'érosion.

IX. Mais dès l'Oligocène débute le grand tumulte des plissements alpins proprement dits et au cours desquels nous allons assister à la naissance de la chaîne actuelle.

Un bossellement général de la région occupée par le géosynclinal alpin (la géotumeur des tectoniciens), accompagné d'une recrudescence du métamorphisme (qui a atteint le socle hercynien par rétrométamorphisme) et d'injections de magmas granitiques profonds se dessine et s'amplifie sous l'influence de phénomènes encore très mystérieux (courants de convection de la zone simique visqueuse?).

Tous les sédiments des fosses alpines, déjà indurés, ainsi comprimés et surélevés, vont en jaillir peu à peu et se déverser les uns sur les autres vers l'Ouest, mais dans un ordre déterminé allant des plus internes aux plus externes.

Le film montre ces masses en mouvement, mais bien entendu sur le seul versant occidental de la géotumeur, ainsi exhumée des abîmes : ce sont d'abord les énormes vagues solides des pli-couchés penniques à noyaux de gneiss enveloppés de schistes lustrés qui dévalent sur le Briançonnais,

sollicités localement par la pesanteur et même y provoquant un rétrocharriage, ainsi qu'un fléchissement d'ensemble de toute cette zone et qui va faciliter son atteinte par le métamorphisme; puis se déclenchent les nappes briançonnaises dont les parties les plus externes, dites subbriançonnaises, viennent s'écraser en écailles poussées par des coins du socle cristallin qui se fragmente sous l'effort, contre le butoir granitique du Pelvoux déjà surélevé.

Enfin une puissante nappe de glissement formée par le Flysch à Helminthoïdes, portion superficielle probable du complexe des Schistes lustrés déjà charriés, se décolle de ce substratum, glacis occidental de la géotumeur qui continue son ascension et se met à son tour en mouvement sous la seule action de la gravité. Entraînant sous elle des copeaux de roches briançonnaises, subbriançonnaises et même ultra-dauphinoises de ces zones ainsi râclées, ces nappes qui ont peut-être pu localement chevaucher le Pelvoux (ainsi que l'ont fait les nappes préalpines pour le Mont Blanc-Aiguilles Rouges), viennent largement s'étaler dans la dépression entre Pelvoux et Mercantour-Argentera jusque sur les zones les plus externes, pour constituer les nappes de charriages de l'Embrunais et de l'Ubaye [4].

Tandis que se succèdent ces phénomènes tectoniques, la mer et progressivement refoulée vers l'extérieur de la chaîne en gestation. Elle se réduira finalement au sillon périalpin dans lequel se déposeront les derniers sédiments laguno-marins de l'Oligocène, puis les molasses de la dernière transgression marine (Miocène) qui seront elles-mêmes bientôt engagées dans les ultimes plissements subalpins, et dont les matériaux constitutifs indiquent que la jeune chaîne était déjà démantelée par l'érosion.

X. Enfin, dès le Pliocène, le calme réapparaît, mais accompagné d'une surélévation d'ensemble de la région plissée, accentuant la phase érosive qui va se prolonger pendant tout le Quaternaire et jusqu'à l'époque actuelle [5]. Les Alpes françaises s'acheminent ainsi vers un aspect qui nous est familier et que représente le dernier bloc-stéréogramme. Mais, tous les géologues savent que cet aspect ne peut être que transitoire et que nos Alpes, pas plus que les antiques chaînes qui les ont précédées ne seront éternelles car, comme le disait déjà Ramond des montagnes des Pyrénées, « périr est leur unique affaire ».

En manière de conclusion, un condensé-éclair du film permet encore de se rendre compte, mais d'une façon saisissante, du déroulement de ces grandioses phénomènes géologiques qui, en réalité, ont demandé plus de 300 millions d'années pour se réaliser, au moins depuis l'époque houillère et si l'on fait abstraction de la longue histoire, encore bien mal connue, des terrains des massifs cristallins externes, partiellement esquissée au début du film (période des plissements hercyniens).

Il apparaît ainsi que les roches de notre planète, apparemment rigides et stables, sont, dans certains cas, susceptibles de s'écouler comme un corps plastique. Cela prouve que les grands phénomènes évoqués par ce film se

sont effectués dans un cadre dont l'échelle dépasse infiniment les conceptions humaines habituelles : cadre où l'immensité des forces mises en jeu suffit à tordre et laminer les roches les plus dures et pour faire couler les unes sur les autres des masses montagneuses d'un énorme volume, et cadre où apparaît aussi l'immensité des temps géologiques, puisque les changements insignifiants que montre la face de la terre vue à l'échelle de l'histoire humaine en s'ajoutant progressivement au cours de l'histoire géologique, où l'unité de temps est le million d'années, aboutissent à de tels bouleversements des continents et des mers.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) Ce film a été projeté à l'Académie des Sciences le 13 novembre 1961.

(2) Toutefois, certains auteurs pensent maintenant que le métamorphisme est beaucoup plus tardif et contemporain du paroxysme. Celui-ci aurait, en effet, abouti à l'individualisation d'un « géosynclinal de nappes » où se serait produit, très rapidement, ce métamorphisme. Le dessin du film m'a montré l'extrême difficulté qu'il y aurait à concevoir un tel géosynclinal en début d'orogenèse.

(3) Interprétation adoptée dans le film et que des recherches récentes semblent bien confirmer.

(4) Tandis que les zones les plus orientales de la géotumeur alpine (non visibles sur le film), s'effondrent vers l'Est, accentuant ainsi le déversement des Schistes lustrés dans cette direction.

(5) Il n'a pas été possible de tenir compte dans le film de la grande période d'extension glaciaire du Quaternaire.

(Laboratoire de Géologie et de Minéralogie, Faculté des Sciences, Grenoble.)

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Propriétés de congruence pour les coefficients de Waring-Hardy.* Note de M. **Pierre Barrucand**, présentée par M. Henri Villat.

Soit $f(x)=\sum_{n=-\infty}^{+\infty} x^{|n^k|}$ et $f^s(x)=\sum_{n=0}^{\infty} r_{k,s}(n)\, x^{n}$. On sait que les coefficients $r_{k,s}(n)$ peuvent être définis comme le nombre de représentations de n comme somme de s modules de puissances $k^{\text{ièmes}}$, compte tenu de l'ordre et du signe. Soient maintenant $a_1, a_2, \ldots, a_\nu$ des nombres entiers dont les modules sont tous différents, et $A_\nu = |a_\nu^k|$.

Si l'on ne tient pas compte de l'ordre et du signe, on pourra répartir ces représentations en formes définies chacune par μ nombres s_ν entiers et positifs, avec $\sum_{\nu=1}^{\nu=\mu} s_\nu = s$, si bien qu'à chaque forme correspondra la représentation (sans ordre ni signe) $n=\sum_{\nu=1}^{\mu} s_\nu A_\nu$. Pour chacune de ces formes, soit de ces suites finies s_ν, définissons un coefficient $\theta_\eta = s!/\prod_{\nu=1}^{\mu} s_\nu!$, c'est-à-dire un coefficient multinomial. On a alors

$$r_{k,s}(n)=\sum_{\eta}\rho^*_\eta(n,k,s) \tag{1}$$

(la sommation s'effectuant sur l'ensemble des formes η); car il n'y a pas d'autre représentation possible et chaque forme est distincte des autres.

Nous pouvons maintenant diviser une forme en $\mu+1$ « sous-formes » ε, ε_0 étant défini par le fait qu'aucun a n'est nul et ε_ν par $a_\nu = A_\nu = 0$. Puisque tous les a sont différents, il n'y a pas d'autres « sous-formes » et elles sont toutes distinctes; donc

$$\rho^*_\eta(n,k,s)=\sum_{\varepsilon\in\eta}\rho_\varepsilon(n,k,s). \tag{2}$$

s' définissant le coefficient de zéro, c'est-à-dire soit $s'=0$ pour ε_0, soit $s'=s$ pour ε, pour faire intervenir l'ordre et le signe, on aura $\rho_{\varepsilon_\nu}(n,k,s)=2^{s-s'}k_{\varepsilon_\nu}(n)\,\theta_\eta$, $k_{\varepsilon_\nu}(n)$ étant le nombre de représentations sans ordre ni signe de n pour la sous-forme ε_ν considérée, θ_η étant un

facteur entraîné par la prise en considération de l'ordre, et $2^{s-s'}$ par celle du signe, puisqu'on ne distingue pas $+0$ et -0. Il n'est pas possible en général de déterminer de règle permettant le calcul de $k_{\varepsilon_\nu}(n)$; toutefois on peut préciser des conditions suffisantes pour que $k_{\varepsilon_\nu}(n) = 0$, par exemple $a^2 + b^2 = n$ (soit $s_1 = s_2 = 1$) est incompatible avec $n \equiv 3\ (4)$; donc si d est un diviseur impair de tous les coefficients θ_η correspondant aux formes et « sous-formes » possibles, c'est-à-dire telles que $k_{\varepsilon_\nu}(n)$ ne soit pas forcément nul, d est alors un diviseur de $r_{k,s}(n)$. De plus, on sait parfois que $k_{\varepsilon_\nu}(n) = 1$ (exemple : $a^2 + b^2 =$ nombre premier).

Ainsi, si $s = p$, p étant un nombre premier impair, si $n \neq pm^k$, m étant entier, tous les θ_η sont divisibles par p, et si $n = pm^k$, à la « sous-forme » $n = pm^k$ correspondent $k_\varepsilon(n) = 1$, $s' = 0$, $\theta = 1$, donc $\rho_\varepsilon(n) = 2^p = 2\ (p)$. D'où la relation fondamentale

$$(3) \qquad f^p(x) \equiv f(x^p) \pmod{p},$$

soit

$$(3\,bis) \qquad \begin{cases} r_{k,p}(n) \equiv 0\,(p) & \text{si } n \neq pm^k, \\ r_{k,p}(n) \equiv 2\,(p) & \text{si } n = pm^k. \end{cases}$$

De la relation (3) on peut déduire un grand nombre de cas particuliers qu'on obtiendra également de façon directe à partir des formules (1) et (2). Ainsi, puisqu'il est impossible de représenter un non-résidu de puissance k par la forme $\sum s_\nu A_\nu$ si $s_1 = 1$ et $p \mid s_\nu$ pour $\nu > 1$, on déduira, h étant un entier quelconque, que $r_{k,hp+1}(n) \equiv 0\ (p)$, si n est un non-résidu $k^{\text{ième}}$ (mod p).

En particulier :

$$\begin{aligned} &r_{2,s}(n) \equiv 0\,(3) && \text{si } s = 4, 7, 10, 13, \ldots \text{ et } n = 3m+2, \\ &r_{3,s}(n) \equiv 0\,(7) && \text{si } s = 8, 15, 22, \ldots, n \equiv \pm\alpha\,(7), \\ &r_{2,s}(n) \equiv 0\,(5) && \text{si } s = 6, 11, 16, \ldots, n \equiv \alpha\,(5), \\ &r_{2k,s}(n) \equiv 0\,(3) && \text{si } s = 4, 7, 10, \ldots \text{ et } n = 3m+2, \end{aligned}$$

avec $\alpha = 2$ ou 3.

On démontrera aisément aussi que

$$\begin{aligned} &r_{2,7}(n) \equiv 0\,(84) && \text{si } n \equiv 2\,(3), \\ &r_{3,s}(n) \equiv 0\ \ (3) && \text{si } n \equiv \pm 4\,(9) \text{ et } s = 11, 20, 29, \ldots \equiv 2\,(9). \end{aligned}$$

Le cas $k = 4$ est particulièrement intéressant ; puisque $a^4 \equiv \beta\ (5)$ avec $\beta = 0$ ou 1, on aura toujours

$$\begin{aligned} &r_{4,s}(5n+4) \equiv 0\,(5) && \text{sauf si } s \equiv 4\,(5), \\ &r_{4,s}(5n+2, 3, 4) \equiv 0\,(5) && \text{si } s = 10, 11, 15, 16, 20, 21, \ldots \end{aligned}$$

et de très nombreuses formules relatives aux congruences *modulo* 16, 13 et 17.

Ces règles très générales complètent une Note récente où nous avions établi ([1]) une formule de congruence valable si $s \leq 6$ (condition d'ailleurs omise accidentellement). Elles ont été déterminées d'abord empiriquement par l'examen des coefficients $r_{k,s}(n)$ calculés sur machine Gamma ET Bull pour $k = 2, 3, 4, 5$, et diverses valeurs de n et s. L'étude du cas particulier de $r_{2,24}(n)$ amène à d'intéressants résultats relatifs à la fonction $\tau(n)$ de Ramanujan qui feront l'objet d'une étude spéciale.

([1]) P. Barrucand et M. Haget, *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 1647.

ARITHMÉTIQUE. — *Sur les composantes primaires du groupe des espaces homogènes principaux localement triviaux relatifs à une même variété abélienne.* Note de MM. **André Blanchard** et **Georges Poitou**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Il est possible de construire, sur un corps de nombres algébriques de degré fini, une forme bilinéaire antisymétrique sur les composantes primaires du groupe des espaces homogènes principaux partout localement triviaux, relatifs à une même variété abélienne auto-duale, le noyau étant formé des éléments indéfiniment divisibles.

Soit k un corps de nombres algébriques de degré fini, $\mathfrak{P}$ l'ensemble de ses idéaux premiers (y compris les idéaux infinis). Pour tout $\mathfrak{p} \in \mathfrak{P}$, soit $k_\mathfrak{p}$ le complété de k pour la valeur absolue associée à $\mathfrak{p}$.

Soit A une variété abélienne définie sur k. Pour tout entier m, soit A_m le noyau de la multiplication par m dans A. Soient $H^1(k, A)$ $H^1(k, A_m)$ les groupes de cohomologie galoisienne usuels, le groupe de Galois de la clôture algébrique de k opérant respectivement sur le groupe des points de A algébriques sur k, et sur le groupe A_m. On note $j_\mathfrak{p}$ l'homomorphisme de $H^1(k, A)$ dans $H^1(k_\mathfrak{p}, A)$ déduit de l'injection canonique de k dans $k_\mathfrak{p}$, et aussi l'homomorphisme analogue de $H^1(k, A_m)$ dans $H^1(k_\mathfrak{p}, A_m)$.

Considérons les deux énoncés suivants :

P(A, m, k) : *Pour qu'un élément x du groupe* $H^1(k, A)$ *soit divisible par m dans ce groupe, il faut et il suffit que, pour tout $\mathfrak{p} \in \mathfrak{P}$, $j_\mathfrak{p}(x)$ soit divisible par m dans le groupe* $H^1(k_\mathfrak{p}, A_m)$.

Q(A, m, k) : *Etant donné pour tout $\mathfrak{p} \in \mathfrak{P}$ un élément $y_\mathfrak{p}$ de* $H^1(k_\mathfrak{p}, A_m)$, *pour qu'il existe un élément y de* $H^1(k, A_m)$ *tel que, pour tout $\mathfrak{p} \in \mathfrak{P}$, $y_\mathfrak{p} = j_\mathfrak{p}(y)$, il faut et il suffit que,* B *étant la variété duale de* A, *pour tout $z \in H^1(k, B_m)$, on ait*

$$\sum_p \varphi_\mathfrak{p}(j_\mathfrak{p}(z), y_\mathfrak{p}) = 0,$$

où φ_p désigne la forme bilinéaire à valeurs dans $\mathbf{Q}/\mathbf{Z}$ *qui exprime la dualité entre les groupes* $H^1(k_\mathfrak{p}, A_m)$ *et* $H^1(k_\mathfrak{p}, B_m)$ (*elle peut être regardée comme composée du cup-produit relatif à la dualité de Weil entre* A_m *et* B_m *et de l'identification à* $\mathbf{Q}/\mathbf{Z}$ *du groupe de Brauer de* $k_\mathfrak{p}$).

On sait que ces deux énoncés sont des conséquences de l'hypothèse suivante : les points de A_m et B_m sont rationnels sur k. C'est là substantiellement un résultat de Cassels (1). Il lui permet de définir dans le cas où B = A une forme bilinéaire antisymétrique sur le groupe des éléments d'ordre m du sous-groupe H de $H^1(k, A)$ formé des x tels que, pour tout $\mathfrak{p} \in \mathfrak{P}$, $j_\mathfrak{p}(x) = 0$, et de caractériser le noyau de cette forme.

Si les énoncés P(A, m, k) et Q(A, m, k) étaient prouvés pour tout m sans aucune hypothèse de rationalité, on pourrait atteindre directement sur le

corps k la totalité du groupe H, et le munir d'une forme antisymétrique ayant pour noyau les éléments indéfiniment divisibles (éventuels).

Nous avons pu obtenir ce résultat au moins pour chaque composante primaire du groupe H, quitte à faire subir au corps k une extension finie, en prouvant qu'il suffit d'obtenir les propriétés P et Q pour un nombre entier m, pour les avoir de ce fait pour toutes les puissances de m.

En fait, les propriétés $P(A, n, k)$, $P(B, m, k)$, $Q(A, n, k)$ et $Q(A, m, k)$ entraînent $P(B, mn, k)$ et $Q(A, mn, k)$. Ceci se déduit par des lemmes élémentaires de l'existence d'un diagramme commutatif d'homomorphismes de groupes topologiques (au sens de Weil) dont nous allons indiquer brièvement la construction.

Désignons (pour chaque m) par g l'application naturelle de $H^1(k, A_m)$ dans $H^1(k, A)$, et considérons pour chaque $\mathfrak{p} \in \mathcal{P}$ la suite exacte de cohomologie sur $k_{\mathfrak{p}}$ déduite de la suite exacte

(S) $$0 \to A_n \to A_{mn} \xrightarrow{n} A_m \to 0$$

en dimensions 0,1 et 2 (il n'y a pas lieu de considérer de dimensions supérieures d'après les résultats de Tate sur la cohomologie galoisienne d'un corps local). Formons alors des produits relatifs à tous les $\mathfrak{p} \in \mathcal{P}$, de la façon suivante : en dimension 0, ce sont les produits cartésiens ordinaires; en dimension 1, ce sont les produits restreints aux noyaux de g, en ce sens que les composantes d'un élément, à l'exception d'un nombre fini d'entre elles, doivent donner 0 par g; en dimension 2, ce sont les sommes directes usuelles (produits restreints aux sous-groupes nuls). Les produits obtenus sont des groupes commutatifs localement compacts et prennent place dans une suite exacte d'homomorphismes.

On peut appliquer dans cette suite exacte la suite exacte de cohomologie sur k associée à la suite (S), au moins après une modification technique sur les groupes H^2, par des homomorphismes d'images fermées. On obtient ainsi un premier diagramme commutatif qu'on complète par ses noyaux et conoyaux. Pour obtenir le diagramme annoncé, il suffit d'appliquer le précédent, relatif à la variété A, dans le dual du diagramme analogue relatif à la variété duale B.

Dans l'étude de ce diagramme, on est amené à utiliser un théorème énoncé antérieurement sur les groupes de cohomologie de dimension 1 [2].

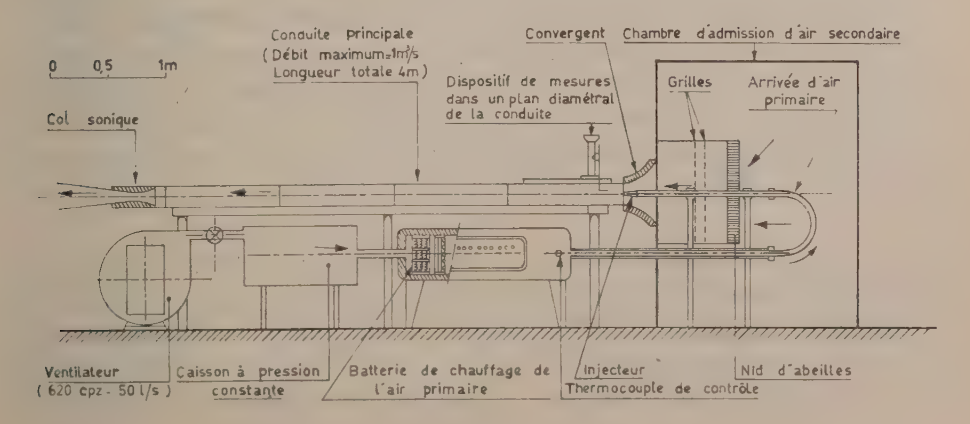
(1) J. W. S. Cassels, *J. reine angew. Math.*, 203, 1960, p. 174-208.
(2) G. Poitou, *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 1745.

(*Faculté des Sciences, place Victor-Hugo, Marseille*
et *Faculté des Sciences*, 13, *place Philippe-Lebon, Lille.*)

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude cinématique et thermique du mélange d'un jet d'air froid ou chauffé à un écoulement ambiant, dans une conduite de section circulaire.* Note de MM. **Roger Curtet** et **Francis Ricou**, présentée par M. Henri Villat.

A la suite des travaux poursuivis par l'un de nous (1) en écoulement plan, il est apparu utile d'aborder l'étude, en symétrie de révolution, du mélange d'un jet d'air froid ou chauffé à un écoulement d'air dans une conduite. Le dispositif expérimental, présenté ici, permet une prospection des vitesses moyennes et de fluctuation, ainsi que des températures, dans divers plans diamétraux de la chambre. Nous espérons ainsi préciser les lois de l'échange thermique ou turbulent, dans ce domaine encore peu exploré.

Nous avons présenté antérieurement (2) les équations générales du mouvement, en symétrie axiale, d'un jet de fluide incompressible se mélangeant à un courant de même nature, à l'intérieur d'un conduit, en tenant compte de l'approximation de la couche limite. Nous avons déduit de ce système différentiel, en admettant une affinité approchée du profil des vitesses excédentaires, constatée par l'expérience, l'évolution des caractéristiques du jet en fonction de la distance sur l'axe, à un coefficient près qui fait intervenir le frottement moyen et dont les lois de variations sont *a priori* inconnues. Par ailleurs, la hauteur effective de la chambre à prendre en compte dans les calculs est liée au développement de la couche limite à la paroi (1). On sait de plus que, si l'on considère un jet chaud, il intervient dans l'équation de l'énergie un coefficient d'échange également inconnu. Afin de mettre à l'épreuve les hypothèses du calcul et de préciser l'effet du frottement, de la couche limite et de l'échange thermique, nous avons construit le dispositif expérimental dont le schéma est représenté sur la figure.



L'installation comprend essentiellement :

a. Le circuit primaire qui alimente le jet et qui comporte un ventilateur moyenne pression (620 cPz, 50 l/s), un caisson dans lequel la pression est réglée à la valeur voulue à l'aide de vannes et demeure constante pendant les essais, une batterie de chauffage, et la tuyauterie d'amenée à la buse d'injection. Nous avons cherché à réaliser un écoulement aussi uniforme que possible à la fois dans le jet et le fluide ambiant : c'est la raison pour laquelle l'injecteur comporte un convergent d'angle total 15° raccordé graduellement à la section de sortie. La buse est interchangeable, le diamètre utilisé pour les essais actuels étant de 12 mm. La batterie de chauffage est constituée par un jeu de résistances et sa puissance est réglable par paliers successifs de 0 à 3 000 W. La température de l'air à la sortie de la batterie, rendue homogène par un système de chicanes, est contrôlée par un thermocouple lié à un régulateur électronique qui agit sur la puissance de chauffage pour maintenir une température constante de l'air primaire. Une isolation thermique de l'ensemble du circuit a par ailleurs été réalisée.

b. Le circuit secondaire, par lequel arrive le fluide ambiant, et qui comporte d'une part une chambre d'admission de l'air à partir de l'atmosphère, d'autre part un convergent de méridienne elliptique destiné à réaliser au mieux une répartition uniforme des vitesses et des pressions à l'entrée de la chambre de mélange. On notera que diverses séries d'essais ont été effectuées avec des conditions différentes d'alimentation de la chambre et ont montré une influence de la préturbulence du fluide ambiant sur le mélange. Le dispositif utilisé pour les essais avec faible préturbulence est porté sur la figure et comprend un nid d'abeilles et des grillages fins précédant le convergent.

c. La conduite principale et le dispositif de mesure. La conduite est en duralumin, a pour diamètre 162 mm et se compose de quatre tronçons usinés, de longueur 1 m et raccordés par emboîtement. L'un des tubes est équipé pour les mesures : il comporte, à sa partie inférieure, des prises de pression statique de diamètre 0,5 mm et à sa partie supérieure un dispositif de traversée qui permet l'exploration continue, dans un plan diamétral du jet, sur une longueur de 600 mm à partir de l'entrée. La sonde (tube de Pitot, fil chaud ou thermocouple) est solidaire d'un chariot à double commande; l'ensemble de la conduite peut de plus tourner autour de son axe : il est ainsi possible de vérifier que l'écoulement est bien à symétrie axiale.

Nous avons constaté à l'usage une constance à quelques millièmes près des débits primaire, fourni par le ventilateur, et secondaire, grâce au col sonique placé sur le circuit d'aspiration du débit total. Nous avons obtenu différentes valeurs du débit total de 0 à 1 m^3/s (soit des vitesses moyennes de 0 à 50 m/s) en utilisant un jeu de cols interchangeables; la vitesse

initiale du jet a été ajustée à des valeurs comprises entre 0 et 110 m/s. La gamme des températures initiales du jet se situe entre 0 et 100° au-dessus de la température ambiante.

Le champ des vitesses moyennes a été prospecté avec un tube de Pitot en nickel de diamètre intérieur 0,5 mm et diamètre extérieur 1 mm, la pression statique de référence étant la pression à la paroi de la conduite à l'abscisse considérée. Les vitesses de fluctuation ont été mesurées à l'aide d'un anémomètre à fil chaud à température constante, dont la description fait l'objet d'une Note séparée (3). Le fil a été en général étalonné sur l'axe du jet en différentes abscisses, par comparaison avec les indications données par le tube de Pitot. Enfin, pour les températures locales, nous avons utilisé des thermocouples nickel-chrome dont la soudure chaude est une sphère de 0,5 mm de diamètre, la force électromotrice étant déterminée par une méthode classique d'opposition.

(1) R. CURTET, *Publ. scient. et techn. Min. Air*, Paris, n° 359, 1960.
(2) R. CURTET, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1450.
(3) C. HUSSENOT et F. RICOU, *Comptes rendus*, 253, 1961 (à paraître).

(*Laboratoires de Mécanique des Fluides, Université de Grenoble.*)

AÉRODYNAMIQUE. — *Résolution, par développements asymptotiques, de l'équation linéarisée régissant les écoulements autour d'obstacles tridimensionnels, en régime supersonique.* Note de MM. **Maurice Fenain** et **Jean-Pierre Guiraud**, présentée par M. Maurice Roy.

1. Soit un corps, lié à un système d'axes trirectangulaire $Ox_1x_2x_3$, dans un écoulement dont la vitesse amont, supersonique (nombre de Mach $M > 1$), est parallèle à Ox_1 et dirigée vers les x_1 positifs. On suppose que le corps ne déborde pas le cône de Mach de l'apex O et que la normale à sa surface est presque orthogonale à Ox_1.

L'écoulement est régi, en *variables* réduites *intérieures* — selon la terminologie de Kaplun-Lagerstrom ([1]) — par l'équation :

$$\Delta F = F_{xx} + F_{yy} = \varepsilon^2 F_{tt} \qquad (x_1 = lt,\ x_2 = bx,\ x_3 = by), \tag{1}$$

où $\varepsilon = b/l\sqrt{M^2 - 1}$ et où F représente soit le potentiel de perturbation soit l'une de ses dérivées u, v, w.

Pour ε petit, on considère habituellement que F satisfait à $\Delta F = 0$. Cette simplification a permis l'élaboration d'une méthode, dite des « corps élancés » ([2]), ([3]), qui est en fait le premier pas d'une résolution de (1) à partir d'un développement de F par rapport à ε. Une extension de cette méthode a permis le calcul d'un deuxième terme ([4]). Pour prévoir la forme du développement, on fait la transformation de Laplace :

$$G(p\,;\, x, y) = \int_0^\infty e^{-pt} F(t\,;\, x, y)\, dt.$$

Puisque $F(-0\,;\, x, y) = 0$ et $F_t(-0\,;\, x, y) = 0$, G satisfait à $\Delta G = \varepsilon^2 p^2 G$, dont la solution à variables séparées acceptable est

$$G = \sum_{n=0}^{\infty} K_n(\varepsilon p r)\,[A_n(p, \varepsilon)\cos n\theta + B_n(p, \varepsilon)\sin n\theta], \tag{2}$$

où K_n est la fonction de Bessel modifiée et où $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$, $\theta = \operatorname{arctg} y/x$.

Le développement de K_n comportant des termes $(\varepsilon/2)^q$ et $(\varepsilon/2)^q \log(\varepsilon/2)$ $(-n \leq q < \infty)$, *le développement asymptotique intérieur* le plus général évitant les puissances négatives est obtenu en posant :

$$\left.\begin{matrix} A_n(p, \varepsilon) \\ B_n(p, \varepsilon) \end{matrix}\right\} = \left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^n \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^{2m} \sum_{\mu=0}^{m} \log^\mu\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \left\{\begin{matrix} A_{n,m,\mu}(p), \\ B_{n,m,\mu}(p), \end{matrix}\right. \tag{3}$$

En définitive, on peut écrire

$$G = \sum_{\nu=0}^{\infty} \left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^{2\nu} \sum_{\mu=0}^{\nu+1} \log^\mu\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) G_{\nu,\mu},$$

les $G_{\nu,\mu}$, ordonnés par rapport à p, ne comportant que des termes produits de $A_{n,m,\mu}(p)$ ou $B_{n,m,\mu}(p)$ par p^j et $p^j \log p$.

Le retour à l'originale donne

$$F = \sum_{\nu=0}^{\infty} \left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^{2\nu} \sum_{\mu=0}^{\nu+1} \log^{\mu}\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) F_{\nu,\mu} \tag{4}$$

avec, pour r grand, et si l'on note $f^{(n)}$ la dérivée $n^{\text{ième}}$, au sens des distributions, de f par rapport à t,

$$\begin{aligned} F_{\nu,\mu} = & \sum_{l=0}^{\nu-\mu+1} \sum_{n=0}^{l} \frac{(-1)^n r^{2l-n}}{l!\,(l-n)!} \left\{ \left[\frac{1}{2}(s_{l-n}+s_l) - \log r \right] \gamma^{(2l)}_{n,\nu-l,\mu} + c^{(2l+1)}_{n,\nu-l,\mu} - \gamma^{(2l)}_{n,\nu-l,\mu-1} \right\} \\ & + \frac{1}{2} \sum_{l=0}^{\nu-\mu} \sum_{n=l+1}^{\infty} \frac{(-1)^l (n-l-1)!}{l!} r^{2l-n} \gamma^{(2l)}_{n,\nu-l,\mu}, \end{aligned} \tag{5}$$

où

$$s_l = \sum_{q=1}^{l} \frac{1}{q}, \qquad s_0 = 0$$

et où

$$\begin{aligned} \gamma_{n,\nu,\mu} &= \alpha_{n,\nu,\mu}(t) \cos n\theta + \beta_{n,\nu,\mu}(t) \sin n\theta, \\ c_{n,\nu,\mu} &= \gamma_{n,\nu,\mu} \star \log t, \end{aligned}$$

les $\gamma_{n,\nu,\mu}$ étant conventionnellement nuls pour $\mu < 0$ et $\nu < \mu$.

Les $F_{\nu,\mu}$ satisfont aux équations

$$\Delta F_{0,0} = 0, \qquad \Delta F_{\nu,\nu+1} = 0 \quad (\nu \geq 0), \qquad \Delta F_{\nu,\mu} = 4 F^{(2)}_{\nu-1,\mu}. \tag{6}$$

Le *développement extérieur* de F est obtenu selon une technique analogue. Le retour à l'originale n'étant pas indépendant de celui effectué dans le développement intérieur, F s'exprime, en variables extérieures, à l'aide des $\gamma_{n,\nu,\mu}$. Il n'est pas nécessaire de considérer ici ce développement, car, d'après la méthode même de formation, les conditions de raccord entre développement extérieur et développement intérieur, selon [1] sont automatiquement vérifiées.

2. Qu'on travaille sur $\varphi/b = F$, $lu/b = \overset{U}{F}$, $v = \overset{V}{F}$ ou $w = \overset{W}{F}$, les développements sont identiques. Les coefficients correspondant à F, $\overset{U}{F}$, $\overset{V}{F}$ et $\overset{W}{F}$ sont reliés entre eux par

$$\overset{U}{\gamma}_{n,\nu,\mu} = \gamma^{(1)}_{n,\nu,\mu}$$

$$\overset{V}{\alpha}_{0,\nu,\mu} = -\alpha^{(2)}_{1,\nu-1,\mu}; \qquad \overset{W}{\alpha}_{0,\nu,\mu} = -\beta^{(2)}_{1,\nu-1,\mu}$$

$$\left.\begin{aligned} &\left\{\begin{aligned} \overset{V}{\alpha}_{n,\nu,\mu} &= -\alpha^{(2)}_{n+1,\nu-1,\mu} - (1+\delta^0_{n-1})\,\alpha_{n-1,\nu,\mu} \\ \overset{V}{\beta}_{n,\nu,\mu} &= -\beta^{(2)}_{n+1,\nu-1,\mu} - (1-\delta^0_{n-1})\,\beta_{n-1,\nu,\mu} \end{aligned}\right. \\ &\left\{\begin{aligned} \overset{W}{\alpha}_{n,\nu,\mu} &= -\beta^{(2)}_{n+1,\nu-1,\mu} + (1-\delta^0_{n-1})\,\beta_{n-1,\nu,\mu} \\ \overset{W}{\beta}_{n,\nu,\mu} &= \alpha^{(2)}_{n+1,\nu-1,\mu} - (1+\delta^0_{n-1})\,\alpha_{n-1,\nu,\mu} \end{aligned}\right. \end{aligned}\right\} n \geq 1,$$

δ^0_{n-1} étant le symbole de Kronecker.

Si l'on a affaire au seul problème portant

$$\begin{cases} \alpha_{n,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{U}}{\alpha}_{n,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{V}}{\alpha}_{n,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{W}}{\beta}_{n,\nu,\mu} = 0, \\ \beta_{2p,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{U}}{\beta}_{2p,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{V}}{\beta}_{2p+1,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{W}}{\alpha}_{2p+1,\nu,\mu} = 0. \end{cases}$$

En problème d'épaisseur

$$\begin{cases} \beta_{n,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{U}}{\beta}_{n,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{V}}{\beta}_{n,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{W}}{\alpha}_{n,\nu,\mu} = 0, \\ \alpha_{2p+1,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{U}}{\alpha}_{2p+1,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{V}}{\alpha}_{2p,\nu,\mu} = \overset{\mathrm{W}}{\beta}_{2p,\nu,\mu} = 0. \end{cases}$$

3. Les $F_{\nu,\mu}$ satisfaisant à (6) et aux conditions aux limites sur l'obstacle ne sont définis qu'à une fonction harmonique près; toutefois cette indétermination est levée par la considération de (5) qui impose la forme du comportement de $F_{\nu,\mu}$ pour les grandes valeurs de r.

En prenant comme variables indépendantes $z = x + iy$ et $\bar{z} = x - iy$ et en posant $F_{\nu,\mu} = \mathrm{Re}\, \mathcal{F}_{\nu,\mu}(t; z, \bar{z})$, les équations (6) se traduisent par

$$(7)\quad \mathcal{F}_{0,0} = \mathcal{F}_{0,0}(t; z); \qquad \mathcal{F}_{\nu,\nu+1} = \mathcal{F}_{\nu,\nu+1}(t; z); \qquad \frac{\partial^2 \mathcal{F}_{\nu,\mu}}{\partial z\, \partial \bar{z}} = \mathcal{F}^{(2)}_{\nu-1,\mu} \quad (\nu \geqq 1,\ 0 \leqq \mu \leqq \nu).$$

La connaissance de $\mathcal{F}_{0,0}$ satisfaisant aux conditions aux limites sur l'obstacle entraîne, de proche en proche, et par simple intégration, celle des termes suivants, à une fonction analytique près à chaque étape du calcul. Cette fonction analytique se détermine de manière que les conditions aux limites déjà réalisées ne soient pas perturbées et que, pour r grand, $F_{\nu,\mu}$ puisse s'identifier avec (5).

4. La connaissance des $\gamma_{n,\nu,\mu}$ permet d'expliciter le développement extérieur et de compléter ainsi la solution.

Il faut remarquer que certaines dérivées des $\gamma_{n,\nu,\mu}$ sont discontinues en $t = 0$; les dérivations ultérieures qui s'introduisent pour des rangs ν suffisamment élevés conduisent à des distributions d'ordre de plus en plus élevé portées par $t = 0$. Ces singularités tiennent au mode de représentation qui applique le cône de Mach d'apex sur le plan $t = 0$; elles n'ont pas d'incidence, en particulier, sur la pression à la surface de l'obstacle et sur les efforts globaux. Dans la pratique, les dérivées qui sont, en toute rigueur, au sens des distributions, peuvent donc être prises au sens habituel.

La technique employée ici pour les écoulements supersoniques est transposable à la résolution de l'équation linéarisée subsonique, la transformation de Fourier remplaçant la transformation de Laplace, le paramètre ε étant $b/l\sqrt{1 - M^2}$.

(1) S. Kaplun et P. A. Lagerstrom, *J. Math. Mech.*, 6, 1957, p. 585.

(2) R. T. Jones, *N. A. C. A.*, Report n° 835.

(3) G. N. Ward, *Linearized Theory of Steady High-Speed Flow*, Cambridge University Press, 1955.

(4) C. Mac Adams et W. R. Sears, *J. A. S.*, 20, 1953, p. 85.

(*Office national d'Études et de Recherches Aéronautiques, Châtillon-sous-Bagneux, Seine.*)

ASTRONAUTIQUE. — *Restitution de l'attitude d'une fusée au cours de son vol.* Note (*) de MM. **Guy Israël**, **Michel Kiveliovitch** et Mme **Arlette Vassy**, présentée par M. Henri Moureu.

Grâce à trois magnétomètres fixés le long des axes d'un trièdre trirectangle à bord d'une fusée, on peut déterminer sans ambiguïté la position de ce trièdre par rapport à un trièdre fixe. Les indéterminations provenant du changement de système de référence sont levées en faisant intervenir la continuité des mesures. D'après les résultats des tirs de *Véronique* de février 1961, on examine la précision obtenue.

Les observations faites à bord de fusées font apparaître de plus en plus, à mesure que leur précision augmente, la nécessité de connaître l'attitude de l'engin afin de pouvoir interpréter correctement les mesures recueillies.

Cette attitude sera définie, par exemple, par l'orientation d'un trièdre trirectangle lié à la fusée par rapport à un trièdre de référence fixe (qui pourra être simplement rapporté à la Terre pour les fusées-sondes explorant l'atmosphère), le premier trièdre étant repéré par ses angles d'Euler, φ, ψ et θ.

Afin de déterminer cette attitude, nous avons placé dans les *Véroniques* tirées lors de la campagne de février 1961 trois capteurs magnétiques dont les axes constituaient un trièdre orthogonal, l'un de ces axes étant parallèle à l'axe de révolution de l'engin. Ces capteurs magnétiques consistent en un petit solénoïde, à noyau magnétique et à deux enroulements; le primaire est parcouru par un courant de 5 000 Hz qui sature le noyau; il apparaît dans le secondaire une tension de fréquence double qui, après diverses transformations dans les circuits électroniques, donne un signal correspondant à la composante du vecteur champ magnétique suivant l'axe du solénoïde. Bien entendu, un étalonnage est nécessaire. Ces capteurs sont placés dans la pointe de l'engin, en stratifié de verre. Ils permettent de connaître de façon continue la projection du vecteur champ magnétique terrestre sur les trois axes orthogonaux liés à la fusée. La trajectoire étant connue, à chaque instant on a le champ magnétique en grandeur et direction, donc ses projections sur le système lié à la Terre. On connaît aussi les directions des trois axes du trièdre lié à la fusée, à l'instant zéro. Le dépouillement des mesures permet de tracer la courbe des variations de la projection du champ magnétique sur chaque axe tout le long de la trajectoire, donc de connaître aussi la variation entre deux points aussi voisins qu'on veut, ou encore de connaître la dérivée.

Un premier examen rapide des courbes obtenues fait apparaître diverses données intéressantes : le mouvement devenant sensiblement périodique après la fin de la combustion, on détermine immédiatement la période de la rotation propre de l'engin autour de son axe de révolution, la période de précession de cet axe autour d'une direction fixe dans l'espace, et même,

dans certains cas favorables, la direction de l'axe de l'engin (par exemple quand elle coïncide avec la direction du champ terrestre); ces courbes permettent de voir si la pointe de l'engin a toujours été tournée vers le haut et à quel moment se produisent des culbutes; enfin les irrégularités de la propulsion sont très apparentes, ce qui n'empêche pas la courbe (en raison de l'inertie de la fusée) d'être continue depuis la mise à feu jusqu'à la retombée dans les basses couches de l'atmosphère.

C'est ainsi que pour le tir de la fusée V 27, le 11 février 1961, la vitesse de rotation propre était d'environ 55 t/mn, la période de précession 86 s et le demi-angle du cône de précession compris entre 20 et 25°. Elle s'est toujours présentée le nez pointant vers le haut jusqu'à la rentrée dans les couches denses, c'est-à-dire vers 45 km.

Mais nous ne pouvons nous contenter de ces données qualitatives et notre but est de déterminer à chaque instant la position de l'engin par rapport aux axes liés à la Terre au moyen des angles d'Euler du trièdre lié à la fusée.

Pour cela nous écrivons les relations entre les projections du vecteur champ magnétique sur les axes d'un trièdre de directions fixes liées à la Terre et les projections du même vecteur sur les axes liés à la fusée. Nous possédons ces 6 données numériques en grandeur et en signe et nous voulons en déduire φ, ψ et θ.

Or on sait que dans les cas discrets, le calcul de ces angles conduit à une indétermination. Elle peut être levée en effectuant le calcul de proche en proche à partir de l'instant zéro grâce à la dérivée, en tenant compte du fait qu'aucune variation brusque ne se présente sur les enregistrements.

Le calcul lui-même est assez laborieux; on peut le simplifier en introduisant les transformations de Klein et Sommerfeld ou en utilisant la théorie des quaternions de Hamilton [1].

Voyons maintenant quelles limitations les conditions pratiques imposent à la précision des résultats.

La précision avec laquelle le champ magnétique terrestre est connu est une première limitation; au sol, il est déterminé à quelques minutes près en direction et au moins à 1/1000e près en intensité. En altitude, on peut admettre que le champ est calculable en l'assimilant à celui d'un dipôle; en effet les récentes mesures obtenues dans une fusée *Aerobee* [2] montrent que l'écart entre le champ calculé et observé entre 50 et 230 km est de l'ordre de 200 γ, le champ total étant de 50 000 γ, soit une erreur possible de 0,4 %. Cette cause d'erreur n'est donc pas importante.

Une autre limitation est due à l'influence du corps de la fusée qui comporte divers aciers et perturbe le champ terrestre; cette perturbation peut être diminuée en éloignant le plus possible les capteurs magnétiques du moteur; nous nous proposons de déterminer expérimentalement la correction à apporter à nos mesures par suite de cet effet.

Une autre cause d'erreur viendrait des effets magnétiques créés par l'échauffement au cours du vol.

Enfin la précision même de la mesure telle que nous la recevons au sol après transmission est la plus grande cause d'erreur, 10 % environ, ainsi que celle qu'on peut faire en traçant la tangente à la courbe, qu'on peut évaluer à 1 %.

Précisons, pour déterminer, que notre calcul est valable pour toute la durée du vol, temps de propulsion compris, en raison de la continuité de la mesure magnétique.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) F. KLEIN et SOMMERFELD, *Theorie des Kreisels*, 1, 1910.

(2) R. HUTCHINSON et B. SHUMAN, *J. Geophys. Res.*, 66, 1961, p. 2687.

(*Laboratoire de Physique de l'Atmosphère, Faculté des Sciences,*
1, *quai Branly, Paris.*)

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Théorie des connexions spinorielles déduites de connexions euclidiennes.* Note (*) de M. **Tran van Tan**, présentée par M. Joseph Pérès.

Étude de la géométrie spinorielle sur un espace-temps muni d'une connexion euclidienne (avec torsion). Identités de Bianchi et Ricci correspondantes.

1. Sur une variété espace-temps V_4 munie de la métrique hyperbolique normale $g_{\alpha\beta}$, on considère exclusivement les repères orthonormés, éléments de l'espace fibré principal $\mathcal{E}(4)$ de groupe structural le groupe de Lorentz L(4). On supposera que V_4 admet des champs spinoriels.

Si $A = (A_\alpha^{\lambda'}) \in L(4)$, les composantes du champ spinoriel contravariant $\psi(x)$ $(x \in V_4)$ et de son adjoint de Dirac $\bar{\psi}(x)$ covariant se transforment par les opérateurs matriciels Λ et Λ^{-1} $[\Lambda \in \text{spin}(4)]$ reliés à A par la relation

$$\Lambda\gamma^\alpha\Lambda^{-1} = A^\alpha_{\lambda'}\,\gamma^{\lambda'}. \tag{1}$$

2. La variété V_4 est supposée munie d'une *connexion euclidienne* $\omega = (\omega^\alpha_\beta)$ de coefficients $C^\alpha_{\beta\rho}$ par rapport aux repères indiqués.

La correspondance $A \to \Lambda \in \text{Spin}(4)$ nous permet de déterminer une connexion spinorielle définie par la 1-forme σ, à valeurs dans l'algèbre de Lie de Spin (4); cette connexion peut être représentée dans deux voisinages u, v par deux formes locales σ_u, σ_v satisfaisant à la relation

$$\sigma_v = \Lambda_v^{-1\,u}\sigma_u\Lambda_v{}^u + \Lambda_v^{-1\,u}d\Lambda_v{}^u. \tag{2}$$

A la connexion euclidienne de V_4 est associée une connexion spinorielle définie [1] par la 1-forme

$$\sigma = \frac{1}{4}\,\omega^\alpha{}_\beta\gamma_\alpha\gamma^\beta.$$

Nous remarquons que *le tenseur-spineur dérivée covariante de γ^α est nul* [2], résultat dû à Bargmann pour une connexion riemannienne.

3. Étudions la différentielle extérieure des matrices σ. De (2) on déduit la relation

$$d\sigma_v + \sigma_v \wedge \sigma_v = \Lambda_u{}^v(d\sigma_u + \sigma_u \wedge \sigma_u)\,\Lambda_v{}^u.$$

Posons

$$\Omega_u = d\sigma_u + \sigma_u \wedge \sigma_u. \tag{3}$$

Les Ω_u qui satisfont à la relation

$$\Omega_v = \Lambda_v{}^{-1\,u}\Omega_u\,\Lambda_v{}^u$$

et qui ont pour éléments :

$$\Omega^a_b = d\sigma^a_b + \sigma^a_r \wedge \sigma^r_b \quad [3]$$

définissent sur l'espace fibré des repères spinoriels une 2-forme une fois contravariante, une fois covariante.

Nous poserons

(4) $$\Omega^a_b = \frac{1}{2} P^a_{b,\lambda\mu}\theta^\lambda \wedge \theta^\mu \qquad (P^a_{b,\lambda\mu} = -P^a_{b,\mu\lambda}).$$

On donne à Ω le nom de forme de courbure et au tenseur spineur associé de composantes $P^a_{b,\lambda\mu}$ celui de tenseur-spineur de courbure.

De (3) et de (4) on déduit l'expression explicite des composantes du tenseur spineur de courbure :

$$P^a_{b,\lambda\mu} = \partial_\lambda \sigma^a_{b\mu} - \partial_\mu \sigma^a_{b\lambda} + \sigma^a_{r\lambda}\sigma^r_{b\mu} - \sigma^a_{r\mu}\sigma^r_{b\lambda} - \sigma^a_{b\rho}(C^\rho_{\mu\lambda} - C^\rho_{\lambda\mu}) - 2\sigma^a_{b\rho}S^\rho_{\lambda\mu}.$$

Faisons dans cette expression

$$\sigma^a_{b\rho} = \frac{1}{4} C^\alpha_{\beta\rho}\gamma_{\alpha r}{}^a \gamma^{\beta r}{}_b$$

Nous avons

$$P^a_{b,\lambda\mu} = \frac{1}{4}\left[\partial_\lambda C^\alpha_{\beta\mu} - \partial_\mu C^\alpha_{\beta\lambda} - C^\alpha_{\beta\rho}(C^\rho_{\mu\lambda} - C^\rho_{\lambda\mu}) - C^\alpha_{\beta\rho}S^\rho_{\lambda\mu}\right]\gamma_\alpha\gamma^\beta + I,$$

avec

$$I = \frac{1}{16} C^\alpha_{\rho\lambda} C^\beta_{\sigma\mu}(\gamma_\alpha\gamma^\rho\gamma_\beta\gamma^\sigma - \gamma_\beta\gamma^\sigma\gamma_\alpha\gamma^\rho).$$

En tenant compte de la relation

$$\gamma^\alpha\gamma^\beta + \gamma^\beta\gamma^\alpha = 2g^{\alpha\beta}$$

que vérifient les matrices de Dirac γ^α, nous avons

$$I = \frac{1}{4}(C^\alpha_{\rho\lambda}C^\rho_{\beta\mu} - C^\alpha_{\rho\mu}C^\rho_{\beta\lambda})\gamma_\alpha\gamma^\beta.$$

Par suite :

$$P^a_{b,\lambda\mu} = \frac{1}{4}\left[\partial_\lambda C^\alpha_{\beta\mu} - \partial_\mu C^\alpha_{\beta\lambda} - C^\alpha_{\beta\rho}(C^\rho_{\mu\lambda} - C^\rho_{\lambda\mu}) - C^\alpha_{\beta\rho}S^\rho_{\lambda\mu} + C^\alpha_{\rho\lambda}C^\rho_{\beta\mu} - C^\alpha_{\rho\mu}C^\rho_{\beta\lambda}\right]\gamma_\alpha\gamma^\beta.$$

Si $R^\alpha_{\beta,\lambda\mu}$ désignent les composantes du tenseur de courbure de la connexion euclidienne, nous avons la relation

(5) $$P^a_{b,\lambda\mu} = \frac{1}{4} R^\alpha_{\beta,\lambda\mu}\gamma_{\alpha r}{}^a\gamma^{\beta r}{}_b.$$

4. Prenons les différentielles extérieures des deux membres de (3). Puisque $d(d\sigma_u) = 0$, il vient

$$d\Omega_u = d\sigma_u \wedge \sigma_u - \sigma_u \wedge d\sigma_u,$$

soit, en remplaçant $d\sigma_u$ par sa valeur tirée de (3),

(6) $$d\Omega_u = \Omega_u \wedge \sigma_u - \sigma_u \wedge \Omega_u.$$

Sous forme explicite nous avons :

$$d\Omega^a_b = \Omega^a_r \wedge \sigma^r_b - \sigma^a_r \wedge \Omega^r_b.$$

Ce sont les identités de Bianchi qui, en repères orthonormés, s'écrivent explicitement :

$$[\partial_\nu P^a_{b,\lambda\mu} - P^a_{r,\lambda\mu}\sigma^r_{b\nu} + P^r_{b,\lambda\mu}\sigma^a_{r\nu}]\,\theta^\lambda \wedge \theta^\mu \wedge \theta^\nu = 0.$$

En tenant compte de l'expression de la dérivée covariante du tenseur spineur de courbure, on a

$$(7)\qquad \nabla_\nu P^a_{b,\lambda\mu} + \nabla_\lambda P^a_{b,\mu\nu} + \nabla_\mu P^a_{b,\nu\lambda} = 2S^\rho_{\nu\lambda}P^a_{b,\rho\mu} + 2S^\rho_{\lambda\mu}P^a_{b,\rho\nu} + 2S^\rho_{\mu\nu}P^a_{b,\rho\lambda}.$$

Remarquons que nous pouvons obtenir (7) en multipliant simplement à droite l'identité de Bianchi écrite pour les composantes du tenseur de courbure de la connexion euclidienne ω par $(1/4)\,\gamma_\alpha\gamma^3$, ceci en tenant compte de (5) et du fait que :

$$\nabla P^a_{b,\lambda\mu} = \frac{1}{4}\nabla R^\alpha_{\beta,\lambda\mu}\gamma_{\alpha}{}^a{}_r\gamma^{\beta r}{}_b.$$

5. Dans un voisinage u rapporté à des repères orthonormés, considérons un champ spinoriel covariant de composantes Φ. Nous avons :

$$\nabla_\mu\Phi_a = \partial_\mu\Phi_a - \sigma^r_{a\mu}\Phi_r.$$

La dérivée covariante de ce tenseur s'écrit :

$$(8)\qquad \nabla_\lambda\nabla_\mu\Phi_a = \partial_{\lambda\mu}\Phi_a - (\partial_\lambda\sigma^r_{a\mu} + \sigma^k_{a\mu}\sigma^r_{k\lambda})\,\Phi_r - \sigma^k_{a\mu}\nabla_\lambda\Phi_k - \sigma^k_{a\lambda}\nabla_\mu\Phi_k - C^\rho_{\mu\lambda}\nabla_\rho\Phi_a.$$

Échangeons les indices λ et μ, nous avons

$$(9)\qquad \nabla_\mu\nabla_\lambda\Phi_a = \partial_{\mu\lambda}\Phi_a - (\partial_\mu\sigma^r_{a\lambda} + \sigma^k_{a\lambda}\sigma^r_{k\mu})\,\Phi_r - \sigma^k_{a\lambda}\nabla_\mu\Phi_k - \sigma^k_{a\mu}\nabla_\lambda\Phi_k - C^\rho_{\lambda\mu}\nabla_\rho\Phi_a.$$

En retranchant membre à membre (8) et (9) nous établissons :

$$(10)\qquad \nabla_\lambda\nabla_\mu\Phi_a - \nabla_\mu\nabla_\lambda\Phi_a = -P^r_{a,\lambda\mu}\Phi_r + 2S^\rho_{\lambda\mu}\nabla_\rho\Phi_a.$$

En généralisant ce qui précède, nous avons l'identité connue sous le nom d'identité de Ricci :

$$(\nabla_\lambda\nabla_\mu - \nabla_\mu\nabla_\lambda)\,t^{a_1\ldots a_q}_{b_1\ldots b_p} = -\sum_i P^r_{b_i,\lambda\mu}t^{a_1\ldots\ldots\ldots a_q}_{b_1\ldots r\ldots b_p} + \sum_j P^{a_j}_{r,\lambda\mu}t^{a_1\ldots r\ldots a_q}_{b_1\ldots\ldots\ldots b_p} + 2S^\rho_{\lambda\mu}\nabla_\rho t^{a_1\ldots a_q}_{b_1\ldots b_p}.$$

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) LICHNEROWICZ, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 3742.

(2) Conséquence de la relation (2) de la Note de Lichnerowicz précitée.

(3) Les indices grecs sont les indices tensoriels et les indices latins, les indices spinoriels.

MÉCANIQUE STATISTIQUE. — *Établissement de l'équation générale de relaxation de vibration d'un gaz diatomique en tenant compte de l états excités.* Note (*) de Mme **Magdeleine Huetz-Aubert**, MM. **Dang Ngoc Minh** et **Jacques Huetz**, présentée par M. René Thiry.

Dans une Note précédente ([1]), nous avons proposé une expression générale du temps de relaxation de vibration des gaz diatomiques en considérant l états excités; nous avons montré que dans les deux cas particuliers ($l = 1$ et $l \to \infty$) cette expression redonnait les résultats admis. Nous nous proposons maintenant d'établir l'équation générale de la relaxation en supposant l'existence de l états excités.

Les populations des différents niveaux à l'équilibre sont données par :

$$(1) \qquad n_i^0 = \frac{K^i N}{\sum_{j=0}^{j=l} K^j} \qquad (i = 0, 1, 2, \ldots, l),$$

avec

$$K = \frac{k_{01}}{k_{10}}.$$

Après une perturbation, nous avons :

$$(2) \qquad \begin{cases} -\dfrac{\partial n_0}{\partial t} = k_{01} n_0 - k_{10} n_1, \\ -\dfrac{\partial n_1}{\partial t} = (k_{10} + k_{12}) n_1 - k_{01} n_0 - k_{21} n_2, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ -\dfrac{\partial n_j}{\partial t} = (k_{j,j-1} + k_{j,j+1}) n_j - k_{j-1,j} n_{j-1} - k_{j+1,j} n_{j+1}, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ -\dfrac{\partial n_{l-1}}{\partial t} = (k_{l-1,l-2} + k_{l-1,l}) n_{l-1} - k_{l-2,l-1} n_{l-2} - k_{l,l-1} n_l, \\ -\dfrac{\partial n_l}{\partial t} = k_{l,l-1} n_l - k_{l-1,l} n_{l-1} \end{cases}$$

Multiplions les $\partial n_j / \partial t$ par $(j + 1/2)$ et ajoutons membre à membre :

$$(3) \qquad -\frac{\partial \sum_{j=0}^{j=l} \left(j + \frac{1}{2}\right) n_j}{\partial t} = -n_0 k_{01} + n_1 [k_{10} - k_{12}] + \ldots + n_j [k_{j,j-1} - k_{j,j+1}] + \ldots + n_l k_{l,l-1}.$$

En utilisant les relations :

$$k_{j,j-1} = j k_{10} \qquad \text{et} \qquad k_{j,j+1} = (j+1) k_{01},$$

(3) devient :

$$(4) \qquad -\frac{\partial \sum_{j=0}^{j=l} \left(j + \frac{1}{2}\right) n_j}{\partial t} = -n_0 k_{01} + n_1 [k_{10} - 2 k_{01}] + \ldots + n_j [j k_{10} - (j+1) k_{01}] + \ldots + n_l l k_{10}$$

qui s'écrit aussi :

$$-\frac{\partial \sum_{j=0}^{j=l}\left(j+\frac{1}{2}\right)n_j}{\partial t}=k_{10}\left[\sum_{j=0}^{j=l} jn_j - \mathrm{K}\sum_{j=0}^{j=l} jn_{j-1}\right]$$

ou encore :

$$(5)\qquad -\frac{\partial \sum_{j=0}^{j=l}\left(j+\frac{1}{2}\right)n_j}{\partial t}=k_{10}(1-\mathrm{K})\sum_{j=0}^{j=l} jn_j - k_{10}\mathrm{KN}+k_{10}\mathrm{K}(l+1)n_l.$$

Introduisons l'expression de τ indiquée dans une Note antérieure [1] :

$$(6)\qquad \tau=\frac{1}{k_{10}}\frac{\sum_{j=1}^{j=l} j\mathrm{K}^{j-1}}{\sum_{j=0}^{j=l}\mathrm{K}^j}.$$

En remplaçant dans (5) k_{10} par son expression tirée de (6), (5) se transforme en :

$$(7)\qquad -\frac{\partial \sum_{j=0}^{j=l}\left(j+\frac{1}{2}\right)n_j}{\partial t}$$
$$=\frac{1}{\tau}\left[\frac{\sum_{j=1}^{j=l} j\mathrm{K}^{j-1}(1-\mathrm{K})\sum_{j=0}^{j=l} jn_j}{\sum_{j=0}^{j=l}\mathrm{K}^j}-\mathrm{N}\frac{\sum_{j=0}^{j=l} j\mathrm{K}^j}{\sum_{j=0}^{j=l}\mathrm{K}^j}+(l+1)n_l\frac{\sum_{j=0}^{j=l} j\mathrm{K}^j}{\sum_{j=0}^{j=l}\mathrm{K}^j}\right].$$

Faisons apparaître les quantités :

$$(8)\qquad \frac{\mathrm{E}_s}{h\nu}=\sum_{j=0}^{j=l}\left(j+\frac{1}{2}\right)n_j \qquad \text{et} \qquad \frac{\mathrm{E}_s(\theta)}{h\nu}=\sum_{j=0}^{j=l}\left(j+\frac{1}{2}\right)n_j^0$$

qui sont respectivement l'énergie de vibration instantanée et l'énergie de vibration du gaz qui serait en équilibre à la température de translation θ, à l'instant considéré.

Remarquons que :

$$\frac{\sum_{j=1}^{j=l} j\mathrm{K}^{j-1}}{\sum_{j=0}^{j=l}\mathrm{K}^j}=\frac{1}{1-\mathrm{K}}\left[1-\frac{(l+1)\mathrm{K}^l}{\sum_{j=0}^{j=l}\mathrm{K}^j}\right],$$

(7) s'écrit :

$$(9)\qquad -\frac{\partial \sum_{j=0}^{j=l}\left(j+\frac{1}{2}\right)n_j}{\partial t} = \frac{1}{\tau}\left[\sum_{j=0}^{j=l} jn_j - \frac{(l+1)K^l\sum_{j=0}^{j=l} jn_j}{\sum_{j=0}^{j=l} K^j} - N\frac{\sum_{j=0}^{j=l} jK^j}{\sum_{j=0}^{j=l} K^j} + (l+1)n_l\frac{\sum_{j=0}^{j=l} jK^j}{\sum_{j=0}^{j=l} K^j}\right]$$

ou, en tenant compte de (8) et de (1) :

$$(10)\qquad -\frac{\partial E_s}{\partial t} = \frac{1}{\tau}[E_s - E_s(0) - A],$$

avec :

$$\frac{A}{h\nu} = (l+1)\frac{\sum_{j=0}^{j=l} j[K^l n_j - K^j n_l]}{\sum_{j=0}^{j=l} K^j}.$$

On reconnaît en (10) l'équation de Landau-Teller (2), modifiée par l'introduction du terme A dans la parenthèse et obtenue ici en adoptant pour τ l'expression (6) que nous avions proposée (1) pour le temps de relaxation d'un gaz avec l états excités. Quant au terme A, remarquons qu'il s'annule dans les deux cas particuliers envisagés par Kneser (3) et Landau-Teller (2) :

$$l = 1, \qquad A = 2h\nu\frac{Kn_1 - Kn_1}{1+K} = 0,$$

$l \to \infty$, $A \to 0$ car $\sum_{j=0}^{j=\infty} jn_j = (E_s/h\nu) - (1/2)\,N$ est une série convergente et lK^l de même que ln_l tendent vers zéro.

Nous verrons dans une prochaine note quelle interprétation physique on peut donner à A et à l'expression mathématique de τ.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) Mme Huetz-Aubert, M. Dang Ngoc Minh, M. J. Huetz, *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 2040.

(2) L. Landau et E. Teller, *Physik. Z. Sowjetunion*, 11, 1937, p. 18.

(3) H. O. Kneser, *Ann. Physik*, 16, 1933, p. 360; A. J. Rutgers, *Ann. Physik*, 16, 1933, p. 350.

(*Département de Mécanique, Faculté des Sciences, Paris.*)

RELATIVITÉ. — *Équations de mouvement en théorie pentadimensionnelle de Kaluza-Klein.* Note (*) de Mme **Aline Surin**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans de précédentes Notes (1) (dont nous garderons les notations), nous avons montré que les équations de mouvement de particules chargées en théorie de Jordan-Thiry, en première approximation, sont en désaccord avec l'électromagnétisme classique.

Aussi nous proposons-nous d'établir ici les équations de mouvement de particules chargées, en théorie de Kaluza-Klein (2), par la méthode des singularités. Rappelons que le cadre géométrique de la théorie de Kaluza-Klein est celui de la théorie de Jordan-Thiry, avec ξ égal à 1. Les équations de champ du cas extérieur s'écrivent alors :

$$S^{ij} = 0, \qquad S^{i0} = 0.$$

Nous constatons que la méthode des singularités (1), établie en théorie de Jordan-Thiry, se traduit alors immédiatement en théorie de Kaluza-Klein.

Les équations de mouvement de la K^{ième} particule s'écrivent

$$\sigma^{\alpha} \equiv \lim_{r_k \to 0} \int_{(S_k)} S^{\alpha M} \frac{x^M - \xi_k^M}{r_k} \, dS = 0.$$

Dans l'espace euclidien à trois dimensions, (S_k) est la sphère de centre la $k^{\text{ième}}$ particule, de coordonnées (ξ_k^M) et de rayon r_k arbitrairement petit.

1. *Solution des équations de champ, en coordonnées isothermes.* — Nous ne rappellerons pas les hypothèses faites sur la métrique. Ce sont celles énoncées en théorie de Jordan-Thiry (1). En première approximation, les calculs (1) ont déjà été faits en théorie de Jordan-Thiry; il suffit d'ajouter la condition $\xi = 1$ et de supprimer la 15e équation de champ. En première approximation, les équations de mouvement sont les équations classiques de l'Électromagnétisme.

En deuxième approximation, les équations de champ sont des équations de Laplace avec deuxième membre. Pour les résoudre, on en cherche une solution particulière à laquelle on ajoute la solution de l'équation sans second membre. L'hypothèse consiste à choisir cette dernière solution de la forme $\sum_{s=1}^{N} \alpha_s/r_s$, α_s étant des fonctions arbitraires de t. Les calculs sont menés en utilisant les densités tensorielles $\Gamma^{\alpha\beta}$. $\Gamma^{\alpha\beta}_{(p)}$ désigne le coefficient de $1/c^p$ dans le développement limité de $\Gamma^{\alpha\beta}$ par rapport à $\lambda = 1/c$.

Les résultats sont les suivants :

$$
(\mathrm{I})\left\{\begin{aligned}
\Gamma^{00} &= -1 - 2U\lambda^2 + \Gamma^{00}_{(4)}\lambda^4 + O(\lambda^6),\\
\Gamma^{44} &= 1 + 4U\lambda^2 + \Gamma^{44}_{(4)}\lambda^4 + O(\lambda^6),\\
\Gamma^{4A} &= \alpha_{4A}\lambda^3 + \Gamma^{4A}_{(5)}\lambda^5 + O(\lambda^7),\\
\Gamma^{04} &= 2V\lambda^2 + \Gamma^{04}_{(4)}\lambda^4 + O(\lambda^6),\\
\Gamma^{0A} &= -\alpha_{0A}\lambda^3 + \Gamma^{0A}_{(5)}\lambda^5 + O(\lambda^7),\\
\Gamma^{AB} &= -\delta^B_A + \Gamma^{AB}_{(4)}\lambda^4 + O(\lambda^6).
\end{aligned}\right.
$$

On a posé

$$U = \sum_{s=1}^{N} \frac{Gm_s}{r_s}, \qquad V = \sum_{s=1}^{N} \frac{\sqrt{G}e_s}{r_s};$$

$$\alpha_{0A} = -2\sum_{s=1}^{N} \frac{\sqrt{G}e_s \dot{\xi}^A_s}{r_s}, \qquad \alpha_{4A} = 4\sum_{s=1}^{N} \frac{Gm_s \dot{\xi}^A_s}{r_s};$$

$$\Gamma^{44}_{(4)} = \sum_{s=1}^{N} \frac{A^{44}_s}{r_s} + 2\sum_{s=1}^{N} Gm_s\,\partial_{t^2} r_s - V^2 + 7U^2,$$

$$\Gamma^{04}_{(4)} = \sum_{s=1}^{N} \frac{A^{04}_s}{r_s} + \sum_{s=1}^{N} \sqrt{G}e_s\,\partial_{t^2} r_s + 6UV,$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma^{A4}_{(5)} = {} & 2\sum_{s=1}^{N} Gm_s\,\partial_{t^2}(\dot{\xi}^A_s r_s) + \frac{7(Gm_k)^2 - Ge^2_k}{r^2_k}\dot{\xi}^A_k + [(Gm_k)^2 - Ge^2_k]\,\partial_A r_k\,\partial_t \frac{1}{r_k}\\
& + 2\,\partial_B r_k \sum_{q\neq k} \tilde{\partial}_B \left(\frac{4\,Gm_k Gm_q - Ge_k e_q}{r_q}\right)(\dot{\xi}^A_k + \dot{\xi}^A_q)\\
& + 2\,\partial_B r_k \sum_{q\neq k} \tilde{\partial}_A \frac{1}{r_q}\left[\dot{\xi}^B_q (Ge_k e_q - 4\,Gm_k Gm_q) + 3\,Gm_k Gm_q \dot{\xi}^B_k\right]\\
& + 2\,\partial_A r_k \sum_{q\neq k} \tilde{\partial}_B \frac{1}{r_q}\left[\dot{\xi}^B_k (Ge_k e_q - 4\,Gm_k Gm_q) + 3\,Gm_k Gm_q \dot{\xi}^B_q\right] + \frac{A^{4A}_k}{r_k} + f(x^1, x^2, x^3, x^4),
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma^{AB}_{(4)} = {} & [Ge^2_k - (Gm_k)^2]\,\partial_A r_k\,\partial_B \frac{1}{r_k} + 2\,\partial_A r_k \sum_{q\neq k} \tilde{\partial}_B \frac{1}{r_q}[Ge_k e_q - Gm_k Gm_q]\\
& + 2\,\partial_B r_k \sum_{q\neq k} \tilde{\partial}_A \frac{Ge_k e_q - Gm_k Gm_q}{r_q}\\
& + 2\,\delta^B_A\,\partial_C r_k \sum_{q\neq k} \tilde{\partial}_C \frac{Gm_k Gm_q - Ge_k Ge_q}{r_q} + \frac{A^{AB}_k}{r_k} + g(x^1, x^2, x^3, x^4),
\end{aligned}
$$

$f(x^1, x^2, x^3, x^4)$ est une fonction bornée au voisinage de la $k^{\text{ième}}$ particule, ainsi que ses dérivées premières. Ses dérivées secondes sont de la forme $F(x^1, x^2, x^3, x^4)/r_k$, F étant une fonction bornée au voisinage de la $k^{\text{ième}}$ particule.

La fonction g a les mêmes propriétés que la fonction f.

$A_s^{\alpha\beta}$ sont des fonctions de t qu'on détermine à partir des conditions d'isothermie et de $\sigma^4(5) = 0$:

$$A_k^{AB} = 4\,Gm_k\,\dot\xi_k^A\,\dot\xi_k^B,$$
$$a_k^{BB} = 4\,Gm_k\,\dot\xi_k^B\,\dot\xi_k^B - 2\sum_{q\neq k}\frac{Gm_k\,Gm_q - Ge_k\,Ge_q}{r_{qk}},$$
$$A_k^{44} = 2\left[Gm_k\,\dot\xi_k^B\,\dot\xi_k^B - \sum_{q\neq k}\frac{Gm_k Gm_q - Ge_k e_q}{r_{qk}}\right] + C,$$
$$A_k^{4A} = 2\,Gm_k\,\dot\xi_k^A\,\dot\xi_k^B\,\dot\xi_k^B + \left[\sum_{q\neq k}\frac{12\,Gm_k\,Gm_q}{r_{qk}} + D\right]\dot\xi_k^A,$$
$$A_k^{04} = \frac{2}{r_{qk}}\left[\sqrt{G}e_q\,Gm_k - \sqrt{G}e_k Gm_q\right] + B,$$

B, C, D sont des constantes d'intégration dépendant des conditions initiales.

Du tableau I, on déduit deux tableaux analogues pour $\gamma_{\alpha\beta}$ et $\gamma^{\alpha\beta}$.

2. *Equations de mouvement en deuxième approximation :*

$$\lim_{r_k\to 0}\int_{(S_k)} S^{AM}\frac{x_M - \xi_k^M}{r_k}\,dS = 0.$$

Nous terminons les calculs pour deux particules P_k et P_q de masses respectives m_k, m_q et de charges respectives e_k, e_q.

Les équations de mouvement de la particule P_k sont alors :

$$\begin{aligned}
&Gm_k\ddot\xi_k^A - Gm_k\,Gm_q\frac{\partial}{\partial\xi_k^A}\frac{1}{r}\\
&= \frac{1}{c^2}\Big\{3\,Gm_kGm_q\,\ddot\xi_k^A\,\dot\xi_q^B + (Ge_ke_q - 4\,Gm_kGm_q)\left(\dot\xi_k^A\,\dot\xi_q^B + \dot\xi_k^A\,\dot\xi_k^B - \dot\xi_q^A\,\dot\xi_k^B\right)\frac{\partial}{\partial\xi_k^B}\frac{1}{r}\\
&\quad + \Big[\left(Gm_kGm_q + \frac{1}{2}Ge_ke_q\right)\dot\xi_k^B\,\dot\xi_k^B\\
&\qquad + \frac{3}{2}Gm_kGm_q\,\dot\xi_q^B\,\dot\xi_q^B + (Ge_ke_q - 4\,Gm_kGm_q)\,\dot\xi_k^B\,\dot\xi_q^B + A\Big]\frac{\partial}{\partial\xi_k^A}\frac{1}{r}\\
&\quad + \Big[-Gm_kGm_q(5\,Gm_k + 4\,Gm_q) + Ge_ke_q(3\,Gm_k + 5Gm_q)\\
&\qquad - Ge_q^2Gm_k - Ge_k^2Gm_q \quad \frac{(Ge_qe_k)^2}{Gm_q}\Big]\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\xi_k^A}\frac{1}{r}\\
&\qquad + \frac{1}{2}(Gm_k\,Gm_q - Ge_k\,e_q)\,\dot\xi_k^B\,\dot\xi_k^C\frac{\partial^3 r}{\partial\xi_k^A\,\partial\xi_k^B\,\partial\xi_k^C}\Big\} + O\left(\frac{1}{c^4}\right),
\end{aligned}$$

(ξ_k^M) désignent les coordonnées de P_k, ξ_q^M celles de P_q. Les indices B et C sont sommés de 1 à 3; A est une constante dépendant des conditions initiales :

$$r = \sqrt{(\xi_k^1 - \xi_q^1)^2 + (\xi_k^2 - \xi_q^2)^2 + (\xi_k^3 - \xi_q^3)^2}.$$

On vérifie que pour des particules non chargées ($e_k = e_q = 0$), les équations de mouvement sont celles établies en Relativité Générale, par la méthode des singularités.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) A. Surin, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2279; 250, 1960, p. 1805.

(2) Kaluza-Sitz, *Preuss. Akak. Wiss.*, 1921, p. 1966; O. Klein, *Z. Physik*, 37, 1926, p. 895.

RELATIVITÉ. — *Corpuscules mouvants et rayonnants en Relativité générale.* Note (*) de M. **Jean Hély**, transmise par M. Frans Van den Dungen.

Introduction de modèles nouveaux de particules chargées, rayonnantes et de mouvement varié, dans la dynamique de la Relativité générale.

1. Soit une fonction l des x^α, de dérivées premières et secondes l_α et $l_{\alpha\beta}$, telle que

$$\sum_\alpha l_\alpha l_\alpha \equiv l_\alpha l_\alpha = 0, \qquad 2 l_{\alpha\beta} = l_{\gamma\gamma}(1_{\alpha\beta} - l_\alpha m_\beta - m_\alpha l_\beta), \qquad \text{avec} \quad l_\alpha m_\alpha = 1.$$

On démontre que

$$\partial_\beta l_{\alpha\alpha} + \frac{1}{2}(l_{\alpha\alpha})^2 m_\beta :: l_\beta, \qquad \partial_\beta\left(\frac{2}{l_{\alpha\alpha}}\right) - m_\beta = \frac{\rho}{2} l_\beta.$$

d'où, si

$$r \equiv \frac{2}{l_{\alpha\alpha}}, \qquad r_\alpha \equiv \partial_\alpha r, \qquad r_\gamma r_\gamma \equiv \bar{r}^2, \qquad m_\gamma m_\gamma \equiv \overline{m}^2 :$$

$$r l_{\alpha\beta} = 1_{\alpha\beta} - l_\alpha r_\beta - r_\alpha l_\beta + \rho l_\alpha l_\beta,$$

$$\overline{m}^2 = \left(r_\alpha - \frac{\rho}{2} l_\alpha\right)\left(r_\alpha - \frac{\rho}{2} l_\alpha\right) = \bar{r}^2 - \rho \qquad \text{car} \quad l_\alpha r_\alpha = l_\alpha \partial_\alpha\left(\frac{2}{l_{\beta\beta}}\right) = 1.$$

Il vient aussi : $l_\alpha \partial_\alpha (\overline{m}^2/r) = 0$, et des égalités

$$\partial_\alpha l_{\alpha\beta} = \partial_\alpha\left(\frac{1_{\alpha\beta} - l_\alpha r_\beta - r_\alpha l_\beta + \rho l_\alpha l_\beta}{r}\right) \qquad \text{et} \qquad l_\alpha r_\alpha = 1,$$

on peut alors déduire que

$$\partial^2_{\alpha\alpha} r \equiv r_{\alpha\alpha} = \frac{\bar{r}^2 + \rho}{r} + l_\alpha \partial_\alpha \rho, \qquad l_\alpha \partial_\alpha\left(\frac{\bar{r}^2 - \rho}{r}\right) = \frac{1}{r}\left(\frac{\bar{r}^2 - \rho}{r} - l_\alpha \partial_\alpha \rho\right) = 0,$$

$$r_{\alpha\alpha} = \frac{2\bar{r}^2}{r}, \qquad \partial^2_{\alpha\alpha} l_{\beta\beta} = \partial^2_{\alpha\alpha}\left(\frac{2}{r}\right) = \frac{-2 r_{\alpha\alpha}}{r^2} + \frac{4\bar{r}^2}{r^3} = 0.$$

2. a désignant une fonction quelconque de r et de l, posons maintenant :

$$\mathrm{E}_{\alpha\beta} = \left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(ra - \frac{r^2}{2}\frac{\partial a}{\partial r}\right)\right]^{\frac{1}{2}} (l_\alpha r_\beta - l_\beta r_\alpha).$$

Un long calcul montre que le modèle d'univers de tenseur métrique $g_{\alpha\beta} = 1_{\alpha\beta} + 2 a l_\alpha l_\beta$, où $1_{\alpha\beta}$ représente la matrice-unité, a pour tenseur de Ricci :

$$\mathrm{R}_{\alpha\beta} = 2\mathrm{E}_{\gamma\alpha} g^{\gamma\delta} \mathrm{E}_{\delta\beta} - (\mathrm{E}^{\gamma\delta}\mathrm{E}_{\gamma\delta})\frac{g_{\alpha\beta}}{2} + \left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(ra + \frac{r^2}{2}\frac{\partial a}{\partial r}\right)\right] g_{\alpha\beta}$$

$$+ \frac{2}{r}\left[\frac{\partial a}{\partial l} + \left(\frac{\partial a}{\partial r} - \frac{2a}{r}\right)(\bar{r}^2 - \rho)\right] l_\alpha l_\beta, \ldots \quad \text{avec} \quad \mathrm{E}^{\gamma\delta}\mathrm{E}_{\gamma\delta} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial a}{\partial r} - 2ra\right).$$

Il appert que le modèle d'univers obtenu comporte :

a. Un champ électrique d'intensité E et un champ magnétique d'intensité H tels que

$$E^2 - H^2 = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r^2}{2}\frac{\partial a}{\partial r} - ra\right) = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r^4}{2}\frac{\partial}{\partial r}\frac{a}{r^2}\right),$$

engendrés par une distribution mouvante d'électricité soumise aux forces électromagnétiques correspondantes et aux forces élastiques dérivant d'un champ de pression P, défini par

$$8\pi P = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r^2}{2}\frac{\partial a}{\partial r} + ra\right) = \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial r^2}\left(\frac{ar^2}{2}\right)$$

(la divergence circulaire du tenseur $E_{\alpha\beta}$ étant par ailleurs nulle).

b. Une énergie rayonnante de densité

$$\frac{l_4^2}{4\pi r}\left[\frac{\partial a}{\partial l} + \left(\frac{\partial a}{\partial r} - \frac{2a}{r}\right)(\bar{r}^2 - \rho)\right].$$

Quant à la densité de courant, elle se trouve définie en tout point par le vecteur :

$$j^\alpha = \frac{\partial\left(r^2\sqrt{E^2 - H^2}\right)}{4\pi r^2 \partial r}(\bar{r}^2 l_\alpha - r_\alpha) + \left(\frac{\partial\sqrt{E^2 - H^2}}{4\pi\partial l} + \sqrt{E^2 - H^2}\frac{\rho - \bar{r}^2}{2\pi r}\right)l_\alpha.$$

3. Pour obtenir une fonction l telle que

$$l_\alpha l_\alpha = 0 \quad \text{et} \quad 2l_{\alpha\beta} = l_{\gamma\gamma}(1_{\alpha\beta} - l_\alpha m_\beta - m_\alpha l_\beta), \quad \text{avec} \quad l_\gamma m_\gamma = 1,$$

il suffit de se poser

$$(x^\alpha - f_\alpha)(x^\alpha - f_\alpha) = 0,$$

les f_α désignant quatre fonctions arbitraires de l, et de résoudre cette équation par rapport à l.

Si, notamment, $f_\alpha = 0$ pour $\alpha \neq 4$ et $-il$ pour $\alpha = 4$, il vient

$$(x^1)^2 + (x^2)^2 + (x^3)^2 + (x^4 + il)^2 = 0,$$

d'où

$$l = ix^4 + r, \quad \text{avec} \quad r = \pm\sqrt{(x^1)^2 + (x^2)^2 + x^3)^2} = \frac{2}{l_{\alpha\alpha}}, \quad \rho = \bar{r}^2 = 1,$$

et l'on retrouve ainsi tous les modèles de particules chargées que nous avons définis antérieurement.

Si, par contre, les fonctions f_α sont quelconques, l'on découvre aisément que

$$x^\alpha - f_\alpha = rl_\alpha, \quad r = (x^\alpha - f_\alpha)\frac{df_\alpha}{dl}, \quad l_\alpha\frac{df_\alpha}{dl} = 1,$$

$$r_\alpha - \frac{df_\alpha}{dl} = \rho l_\alpha, \quad \bar{r}^2 - \rho = r_\alpha\frac{df_\alpha}{dl} = rl_\alpha\frac{d^2 f_\alpha}{dl^2},$$

et il appert que $r \equiv 2/l_{\alpha\alpha}$ est nul tout le long de la ligne d'univers d'équations paramétriques $x^\alpha = f_\alpha(l)$.

Les modèles obtenus décrivent alors des particules chargées rayonnantes et de mouvement varié (vibrantes, voire tournantes, si les f_α oscillent autour de certaines valeurs moyennes, lorsque varie le paramètre l) pourvu que

$$P = \text{Cte} \quad \text{et} \quad r^2\sqrt{E^2 - H^2} = k\frac{df_\alpha}{dl}\frac{df_\alpha}{dl}$$

(avec $k = \text{Cte}$) dans tout le domaine réputé extérieur à ces particules (domaine où, par hypothèse, $j^\alpha = 0$ lorsque $d^2 f_\alpha/dl^2 :: df_\alpha/dl$ (¹), et $j^\alpha :: l_\alpha$ dans les autres cas).

4. Un calcul direct permet de vérifier que, pour

$$g_{\alpha\beta} = 1_{\alpha\beta} + a r^2 l_\alpha l_\beta, \qquad \text{avec} \quad a = \text{Cte}.$$

$R_{\alpha\beta} = 3\,a g_{\alpha\beta}$ comme l'indiquent également les formules précédentes, tandis que

$$l^\lambda R_{\alpha\beta,\lambda\mu} = a(l_\mu 1_{\beta\lambda} - l_\lambda 1_{\beta\mu}) = a l^\alpha (g_{\alpha\mu} g_{\beta\lambda} - g_{\alpha\lambda} g_{\beta\mu});$$

et un calcul d'ailleurs pénible montre que le tenseur $R_{\alpha\beta,\lambda\mu}$ est lui-même égal à

$$a(g_{\alpha\mu} g_{\beta\lambda} - g_{\alpha\lambda} g_{\beta\mu}).$$

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(¹) La ligne d'univers $x^\alpha = f_\alpha(l)$ est alors engendrée par un point mobile de vitesse constante et

$$\frac{\dfrac{df_\alpha}{dl}\dfrac{d^2 f_\alpha}{dl^2}}{\dfrac{df_\alpha}{dl}\dfrac{df_\alpha}{dl}} = \frac{\dfrac{d^2 f_1}{dl^2}}{\dfrac{df_1}{dl}} = \frac{l_\alpha\dfrac{d^2 f_\alpha}{dl^2}}{l_\alpha\dfrac{df_\alpha}{dl}} = \frac{\overline{r}^2 - \rho}{r}.$$

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Déduction de l'existence de notre « effet inertial de spin » (5) à partir des postulats de la théorie de l'électron de Dirac.* Note de M. **Olivier Costa de Beauregard**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'idée que l'impulsion-énergie d'un point matériel doué de spin n'est pas colinéaire à sa quadrivitesse a été avancée pour la première fois, à notre connaissance, par A. Proca [1]. Celle que le tenseur inertial d'un milieu continu doué de spin est asymétrique nous est due [2]; nous avons ainsi justifié axiomatiquement la relation de Tetrode [3] entre la densité de spin de Dirac et le tenseur inertial asymétrique que le calcul lui avait fourni, mais qu'il croyait devoir symétriser pour obtenir le tenseur inertial physique. Ultérieurement, Weyssenhof [4] a retrouvé indépendamment les résultats de Proca et les nôtres propres.

Nous voulons ici *déduire* : 1° l'asymétrie du tenseur inertial physique de la théorie de l'électron de Dirac (tenseur de Tetrode); 2° l'existence corollaire de « l'effet inertial de spin » décrit par nous [5], à partir des postulats fondamentaux A à D suivants de la théorie de Dirac :

A. La densité de probabilité de présence est $\psi^+ \psi$.

B. La valeur moyenne à l'instant t_0 d'une grandeur $\mathcal{G}$ d'opérateur $\mathcal{G}_{op}$ est

$$\mathcal{G} = \iiint_{t=t_0} \psi^+ \mathcal{G}_{op} \psi \, dx \, dy \, dz. \tag{1}$$

C. L'opérateur de l'impulsion-énergie est

$$P^l_{op} = i\hbar\,\partial^l + eA^l = \frac{i}{2}\hbar[\partial^l] + eA^l; \tag{2}$$

$[\partial^i] \equiv \overrightarrow{\partial^i} - \overleftarrow{\partial^i}$, opérateur du courant de Gordon; $i, j, k, l = 1, 2, 3, 4$; $x^4 = ict$; A^i, quadripotentiel; $-e$, charge de l'électron (u. é. m.).

D. Interprétation usuelle des densités de la théorie de Dirac.

La déduction annoncée consiste en les sept théorèmes suivants :

I. Soit un nuage électronique contenu par la surface-contour d'un réseau cristallin solide (le cas qui nous intéresse en fait étant celui du ferro-ou du ferrimagnétisme) : *le quadri-courant de Dirac* $j^k = -ie\bar{\psi}\gamma^k\psi$ *est guidé dans l'espace-temps par le tube engendré par le contour du corps solide considéré.* Cela résulte directement du postulat A et de la conservation du nombre d'électrons enfermés dans le corps (compte tenu des relations connues $\psi^+ \psi = \bar{\psi}\gamma^4\psi$ et $\partial_k j^k = 0$).

Corollaire. — *La valeur moyenne macroscopique* j^k_0 *de* j^k *coïncide en direction avec la quadrivitesse* V^k *du corps solide considéré.*

II. *La valeur moyenne à un instant donné, dans le volume* $\mathcal{U}$ *du corps solide, de la projection spatiale* **k** *du courant de Gordon*

$$(3) \qquad k^l = \frac{ie}{2\varkappa}\bar{\psi}[\partial^l]\psi - \frac{e^2}{\hbar\varkappa}A^l\bar{\psi}\psi$$

est, dans un cas statique, donnée par la formule

$$(4) \qquad \iiint \mathbf{k}\,du = -\iiint \mathbf{rot\,M}\,du = \iint \mathbf{M}\wedge \mathbf{ds};$$

cela résulte en effet de la formule de Gordon

$$(5) \qquad k^l + \partial_j m^{lj} = j^l$$

qui, pour $l = 1, 2, 3$ et dans un cas statique, s'écrit (compte tenu du théorème I) $\mathbf{k} + \mathbf{rot\,M} = 0$; $\varkappa$, fréquence propre de l'onde électronique; $m^{ij} = (\mathbf{M}, \mathbf{P})$, densité de polarisation magnéto-électrique; $m^{ij} = (ie/2x)\bar{\psi}\gamma^{ij}\psi$.

III. *Dans le référentiel propre du courant de Dirac (qui est essentiellement du genre temps) les trois trivecteurs d'espace densité de spin* $\boldsymbol{\sigma}$, *densités de polarisation magnétique* **M** *et électrique* **P** *sont colinéaires.* Cela résulte des identités du type Pauli-Kofink [*voir* (²), p. 144, équ. (48)]

$$(6) \qquad (\overline{m}^{ik})(j_k) = (\omega_1)(\sigma^i), \qquad (m^{ik})(j_k) = (\overline{\omega}_2)(\sigma^i);$$

les parenthèses désignent les tenseurs sans constantes physiques, et la barre indique le dual; $(\omega_1) = \bar{\psi}\psi$, $\overline{\omega}_2 = -\bar{\psi}\gamma^{1234}\psi$; $ic\,\sigma^i$ $(\sigma^i j_i = 0)$ est le quadrivecteur dual de la densité de spin : $\sigma^{jkl} = -(1/2)\,c\hbar\,\bar{\psi}\gamma^{jkl}\psi$.

IV. *La densité associée par* (1) *à l'opérateur d'impulsion-énergie* (2) *est nécessairement le tenseur inertial asymétrique de Tetrode* (³)

$$(7) \qquad T^{ij} = -\frac{1}{2}c\hbar\bar{\psi}[\partial^i]\gamma^j\psi + ieA^i\bar{\psi}\gamma^j\psi.$$

On le voit [(²), p. 113] en rétablissant la covariance relativiste de la formule obtenue en portant (2) dans (1) : $\psi^+ \to \bar{\psi}\gamma^4$; $\iiint_{t=t_0} \to \iiint_{\mathcal{E}}$, $\mathcal{E}$ hypersurface du genre espace, d'élément de volume $ic\ du^i = [dx^j\,dx^k\,dx^l]$.

V. *Pour une solution statique* $\psi = \varphi(\mathbf{x})\,e^{iWt}$ *des équations de Dirac, la fausse impulsion-énergie*

$$(8) \qquad L^i = \iiint_{\mathcal{E}} T^{ji}\,du_j$$

calculée à temps constant est, dans chaque élément de volume, colinéaire au courant de Dirac.

D'après I, elle est donc colinéaire à la quadrivitesse V^i du corps solide, et mérite ainsi le nom d'*impulsion-énergie longitudinale.*

VI. *Dans le cas des vitesses faibles, la vraie impulsion-énergie*

$$(9) \qquad P^i = \iiint_{\mathcal{E}} T^{ij}\,du_j$$

calculée à temps constant a, dans chaque élément de volume, une direction très voisine de celle du courant de Gordon; l'écart relatif est du second ordre en $\beta = v/c$.

Cela est manifeste dans la « représentation des vitesses faibles » où $\gamma^4 = (+1, +1, -1, -1)$ et où le ψ a deux grandes (ψ_1 et ψ_2) et deux petites (ψ_3 et ψ_4) composantes. La seconde proposition se lit sur l'expression des composantes de L^i calculée comme en V où, d'après I, $L^u/L^4 = -i\beta^u$ $(u = 1, 2, 3)$.

VII. *D'après la formule de Tetrode* ([3]),

$$T^{ij} - T^{ji} + \partial_k \sigma^{ijk} = 0 \tag{10}$$

l'expression de l'impulsion-énergie transversale est

$$T^i \equiv P^i - L^i = \iiint_{\mathcal{E}} (T^{ij} - T^{ji})\, du_j = -\iint_{\mathcal{E}} \partial_k \sigma^{ijk}\, du_j = \iint \sigma_j\,[dx^i\, dx^j] \tag{11}$$

ou, en langage prérelativiste [([5]) p. 410-411 et 206]

$$\mathbf{T} = -\iiint \mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma}\, du = \iint \boldsymbol{\sigma} \wedge \mathbf{ds}, \qquad T^4 = 0. \tag{12}$$

Notons la compatibilité de (12) avec (4) compte tenu de I, III, V. VI.

VIII. Soit $\boldsymbol{\sigma}_0$ la valeur moyenne macroscopique de la densité de spin fine $\boldsymbol{\sigma}$, définie suivant

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}_0 + \boldsymbol{\sigma}_1, \qquad \iiint \boldsymbol{\sigma}_1\, du = 0 \tag{13}$$

dans tout volume petit contenant un grand nombre d'atomes. Soit semblablement $\mathbf{rot}_0\,\boldsymbol{\sigma}$ la valeur moyenne macroscopique de $\mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma}$.

La condition nécessaire et suffisante pour que

$$\mathbf{rot}_0\,\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma}_0 \tag{14}$$

est que la distribution $\boldsymbol{\sigma}_1$ *soit telle qu'on ait le droit de dériver* (13_2) *sous le signe somme.*

En effet, de (13_1) on déduit (15_1), et la condition (14) équivaut à (15_2) :

$$\mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma}_0 + \mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma}_1, \qquad \iiint \mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma}_1\, du = 0. \tag{15}$$

([1]) A. Proca, *Ann. Phys.*, 20, 1933, p. 347 (*cf.* p. 415-418).
([2]) O. Costa de Beauregard, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 904; *J. Math. pures et appl.*, 22, 1943, p. 85.
([3]) H. Tetrode, *Z. Phys.*, 49, 1928, p. 858.
([4]) J. Weyssenhof et A. Raabe, *Acta Phys. Pol.*, 9, 1947, p. 7; J. Weyssenhof, *ibid.*, p. 26.
([5]) O. Costa de Beauregard, *Cahiers de Physique*, 12, 1958, p. 407; 13, 1959, p. 200.

(*Institut Henri Poincaré, Paris.*)

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Choix du pas dans l'intégration numérique des trajectoires en optique électronique des systèmes de révolution.* Note (*) de Mlle **Renée Lapeyre** et M. **Michel Laudet**, transmise par M. Gaston Dupouy.

A partir de formules d'erreurs précédemment établies (1), (2), (3) nous proposons une méthode permettant de choisir le pas lorsqu'on intègre numériquement l'équation différentielle des trajectoires paraxiales par la méthode de Runge-Kutta.

Nous nous proposons dans cette Note de donner des formules permettant de choisir le pas lorsqu'on intègre numériquement l'équation différentielle des trajectoires paraxiales

(1) $$y'' + f(x)y = 0$$

par la méthode de Runge-Kutta.

Dans un article précédent (1) nous avons donné une estimation de l'erreur d'approximation e_n résultant de l'application de l'algorithme de Runge-Kutta à partir de la connaissance d'une estimation de l'erreur de troncature sur un pas ε_n. En particulier, à l'ordre $q = 2$, et dans le cas où la fonction $f(x)$ est connue exactement, on a

$$e_{n+1} = \varepsilon_{n+1} + \eta_{n+1}, \qquad e^*_{n+1} = \varepsilon^*_{n+1} + \eta^*_{n+1},$$

avec

(2) $$\left\{\begin{aligned} \eta_{n+1} &= e_n\left(1 + \frac{h^2}{2}\psi'_y\right) + h\, e^*_n\left(1 - \frac{h^2}{6}\psi'_y\right), \\ \eta^*_{n+1} &= e\, h\psi'_y + e^*_n\left(1 + \frac{h^2}{2}\psi'_y\right) \end{aligned}\right.$$

et

(3) $$\left\{\begin{aligned} \varepsilon_{n+1} &= \frac{h^4}{4}(fy'' - 2f'y' - f''y)_{x=x_n}, \\ \varepsilon^*_{n+1} &= \frac{h^3}{12}(2fy'' - 2f'y' - f''y)_{x=x_n}. \end{aligned}\right.$$

Désignons par $(\varepsilon, \varepsilon^*)$ et f des majorantes positives des erreurs de troncature par pas et de la fonction $f(x)$ et remplaçons les formules (2) par leurs expressions approchées obtenues lorsque les termes d'ordre supérieur ou égal à deux en h sont négligeables. On en déduit

$$\begin{aligned} &|e_1| \leq \varepsilon, && |e^*_1| \leq \varepsilon^*, \\ &|e_2| \leq \varepsilon + |e_1| + h|e^*_1|, && |e^*_2| \leq \varepsilon^* + hf|e_1| + |e^*_1|, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots, && \ldots\ldots\ldots\ldots, \\ &|e_n| \leq \varepsilon + |e_{n-1}| + h|e^*_{n-1}|, && |e^*_n| \leq \varepsilon^* + hf|e_{n-1}| + |e^*_{n-1}|; \end{aligned}$$

d'où une approximation :

$$|e_n| \leq n\varepsilon + h\frac{n(n-1)}{2}\varepsilon^* + O(h^2),$$

$$|e^*_n| \leq n\varepsilon^* + hf\frac{n(n-1)}{2}\varepsilon^* + O(h^2).$$

Si dans l'intervalle d'intégration considéré :

$$|fy'' - 2f'y' - f''y| \leq M, \qquad |2fy'' - 2f'y' - f''y| \leq N,$$

on a

$$\varepsilon \leq \frac{h^4}{4} M, \qquad \varepsilon^* \leq \frac{h^3}{12} N$$

et pour tout n tel que $nh \geq 1$:

$$(4) \qquad \begin{cases} |e_n| \# \dfrac{(nh)^2}{4} N h^2 + O(h^3), \\ |e_n^*| \# \dfrac{(nh)^2}{12} N h^2 + O(h^3). \end{cases}$$

Par suite, l'erreur au point x_n sera inférieure à 10^α si l'on a

$$\frac{(nh)^2}{4} N h^2 \leq 10^\alpha, \qquad \text{soit} \quad h^2 \leq \frac{4 ! \, 10^\alpha}{(nh)^2 N}.$$

Lorsque la fonction $f(x)$ est connue avec une certaine approximation Δf (2), (3) on choisit le pas de telle sorte que l'estimation de l'erreur d'algorithme soit négligeable devant celle qui est due à l'incertitude des données. Dans ce cas, un raisonnement analogue au précédent conduit aux expressions

$$|\Delta y|_n \leq n\,\Delta + h \frac{n(n-1)}{2} \Delta^*,$$

$$|\Delta y'|_n \leq n\,\Delta^* - hf \frac{n(n-1)}{2} \Delta^*,$$

avec

$$\Delta \leq \frac{h^2}{6} \Delta f \left| \sum B_{qj} y_{nj} \right|, \qquad \Delta^* \leq \frac{h}{6} \Delta f \left| \sum A_{qj} y_{nj} \right|,$$

soit

$$|\Delta y|_n \# \frac{n^2 h^2}{12} \Delta f \left| \sum A_{qj} y_{nj} \right|,$$

$$|\Delta y'|_n \# \frac{nh}{6} \Delta f \left| \sum A_{qj} y_{nj} \right|,$$

Désignons par y une majorante des y_{nj}, il vient

$$|\Delta y|_n \# \frac{n^2 h^2}{2} \Delta f y.$$

$$|\Delta y'|_n \# nh \, \Delta f y.$$

Par suite au point x_n tel que $(nh) \geq 1$ l'estimation de l'erreur d'algorithme sera k fois inférieure à l'erreur due à l'imprécision des données si l'on a

$$h^2 \leq k \frac{12\,y}{N} \Delta f.$$

En particulier on vérifie sur l'exemple traité dans la Note (3) que pour une valeur de Δf inférieure ou égale à 0,005 et pour $n = 100$ on obtient une valeur de l'erreur d'algorithme égale au 50e de celle qui est due à l'imprécision des données si l'on choisit un pas $h \leq 0{,}01$.

(*) Séance du 13 novembre 1961.
(1) *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 3431.
(2) *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 1315.
(3) *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 1677.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Sources d'électrons à grande brillance*. Note (*) de MM. **Pierre Pilod** et **Félix Sonier**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Description d'une méthode de préparation de cathodes à pointe pour émission T. F. 75 % des cathodes obtenues ont permis d'atteindre une brillance quatre fois supérieure à la brillance maximale des sources à émission thermoélectronique.

Langmuir ([1]) a démontré l'existence d'une valeur limite de la brillance d'une source d'électrons utilisant une cathode à émission thermoélectronique. Ce seuil ne peut être dépassé qu'en ayant recours, soit à l'émission de champ d'une cathode froide, soit à l'émission de champ combinée à l'émission thermoélectronique, dite émission « T. F. »

Nous avons mis au point une méthode de préparation de cathodes à émission T. F. permettant d'obtenir couramment des brillances environ quatre fois supérieures à la limite théorique pour une cathode thermoélectronique. La partie émissive de nos cathodes est constituée par l'extrémité sensiblement hémisphérique d'une pointe de tungstène soudée électriquement sur la boucle d'un filament en « épingle à cheveux » du même métal (*fig.* 1). Par rapport aux procédés de fixation mécanique de la pointe ([2]), ([3]) (*fig.* 2), la soudure a l'avantage de réduire considérablement les déformations du filament dues au chauffage. La pointe émissive est toujours à une température inférieure à celle du point le plus chaud de la boucle de chauffage. Dans le cas d'une fixation mécanique, pour une température de boucle de 2 000°C, cette différence est de l'ordre de 180°C. En utilisant la soudure, nous avons pu, dans les mêmes conditions, réduire la différence de température à 40°C. Ce résultat a été obtenu avec les dimensions de fils indiquées sur la figure 1; sa conséquence la plus intéressante est d'augmenter la durée de vie du filament chauffant pour une même température de la pointe émissive.

Préparation de la pointe. — La pointe de tungstène est obtenue en sectionnant un fil par électrolyse après l'avoir soudé sur la boucle de chauffage. L'électrolyte est une solution normale de soude; la cathode est constituée par un anneau de 3 mm de diamètre en fil de tungstène, disposé dans un plan horizontal, et sur lequel on dépose une goutte d'électrolyte. Le courant, d'une valeur de 8 mA, est amené au fil à sectionner constituant l'anode par l'intermédiaire d'un deuxième anneau A et d'une goutte d'électrolyte (*fig.* 3); grâce à ce dispositif, l'électrolyse continue après section par la seule partie inférieure du fil. La pointe n'est plus traversée par le courant, ce qui permet d'obtenir à chaque opération une pointe très régulière dont le rayon est de l'ordre de 500 Å.

Performances. — Nous avons équipé avec nos cathodes un canon à électrons conforme au schéma de la figure 4. Des commandes appropriées

permettent le centrage sous vide et sous tension des différents éléments du canon, ainsi que le réglage de la distance *d*. Le diamètre de l'orifice du Wehnelt est de 4/10e de millimètre; celui du trou d'anode de 2 mm.

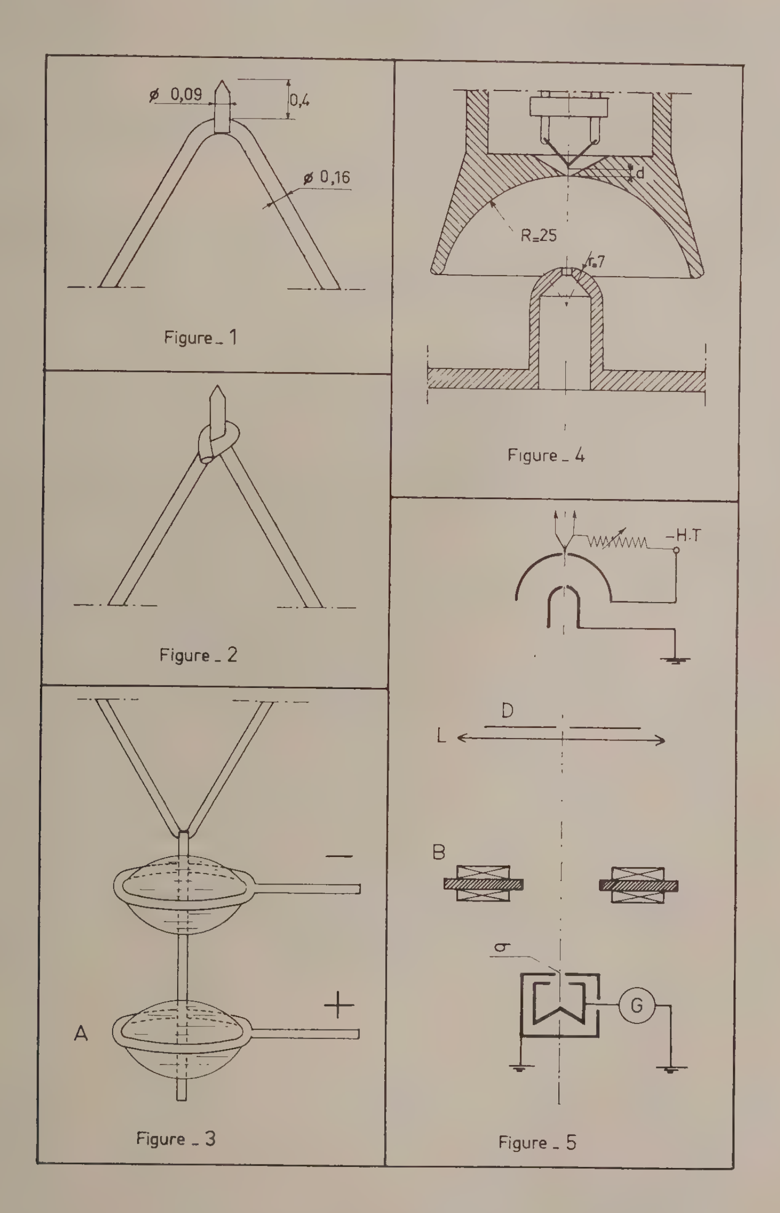


Figure _ 1
Figure _ 2
Figure _ 3
Figure _ 4
Figure _ 5

Les mesures de brillance ont été effectuées selon la méthode utilisée par Haine ([4]). Le schéma optique du système de mesure est indiqué sur la figure 5. La source dont on mesure la brillance est le cross-over formé par les électrons à la sortie de l'anode. Une lentille magnétique L, munie d'un diaphragme D de 0,5 mm de diamètre, forme une image du cross-over

dans le plan du diaphragme d'entrée d'une cage de Faraday blindée. Un galvanomètre G mesure le courant électronique recueilli par la cage.

Si l'on désigne par σ la surface de l'orifice d'entrée de la cage, par I le courant électronique recueilli, et par Ω l'angle solide sous lequel on voit le diaphragme D à travers la lentille depuis le centre de l'orifice de la cage, la brillance β de la source est donnée par la relation $\beta = I/\sigma\Omega$.

En plus des dispositifs mécaniques de centrage du faisceau, un système de bobines déflectrices B est prévu pour réaliser les faibles déplacements de l'image du cross-over par rapport à l'ouverture de la cage.

La polarisation du Wehnelt est du type automatique avec résistance réglable. Toutes les mesures ont été effectuées avec une différence de potentiel accélératrice de 25 kV et des cathodes de 500 Å de rayon, portées à une température de 2 300°C. Pour toutes les cathodes étudiées, la valeur maximale de la brillance a été obtenue pour une valeur de *d* inférieure à 0,1 mm et une polarisation du Wehnelt de l'ordre de 30 V.

Pour des cathodes préparées à partir du même échantillon de fil de tungstène, de dimensions géométriques sensiblement égales, et placées dans les mêmes conditions, nous avons constaté des valeurs de la brillance très différentes, variant de 7.10^4 à 4.10^5 A/cm^2.srad. Nous attribuons ces différences à des variations de l'orientation du cristal constituant la pointe. Il est possible d'obtenir des résultats reproductibles si l'on fait subir au fil à partir duquel on prépare la pointe un chauffage de 3 h à 2 000°C, sous vide, en le soumettant à une traction de 250 kg/cm^2 de section. Sur un échantillonnage de huit cathodes ainsi préparées, six ont permis d'atteindre une brillance comprise entre 2.10^5 et $2,4.10^5$ A/cm^2.srad, les deux autres ayant conduit respectivement à $1,5.10^5$ et $1,7.10^5$ A/cm^2.srad.

Ces résultats semblent confirmer l'influence de l'orientation du cristal constituant la pointe émissive. Nous poursuivons nos recherches dans cette voie, afin de définir les conditions de reproductibilité de la brillance de 4.10^5 A/cm^2.srad, que nous avons déjà obtenue. Nos résultats actuels permettent déjà d'envisager l'utilisation pratique de sources d'une brillance quatre fois supérieure à la limite théorique prévue pour une cathode à émission thermoélectronique.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) D. B. Langmuir, *Proc. Inst. Radio-Engineers*, 5, n° 8, 1937, p. 977-991.
(2) Y. Sakaki et S. Maruse, 4e *Congrès international de Microscopie électronique*, Berlin, 1958, p. 9-13.
(3) M. Drechsler, V. E. Cosslett et W. C. Nixon, *ibid.*, p. 13-19.
(4) M. E. Haine et P. A. Einstein, *Brit. J. App. Phys.*, 3, n° 2, 1952, p. 40-46.

(Laboratoire d'Optique électronique du C. N. R. S. de Toulouse.)

OPTIQUE ULTRAHERTZIENNE. — *Sur la variation du signal de résonance paramagnétique électronique du glycocolle irradié aux rayons* γ. Note (*) de M. **André Bottreau**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Après avoir repris l'étude de la poudre polycristalline à basse température, l'auteur a étudié les monocristaux en faisant varier à la fois orientation et températures.

Poursuivant l'étude des signaux de résonance paramagnétique électronique de la poudre polycristalline de glycocolle irradiée aux rayons γ, j'ai pu confirmer et préciser les résultats déjà obtenus par M. Nahon et par moi-même ([1]).

La figure 1 représente l'évolution de structure hyperfine observée, en fonction de la température pour une dose intégrée de 4 291 200 r.

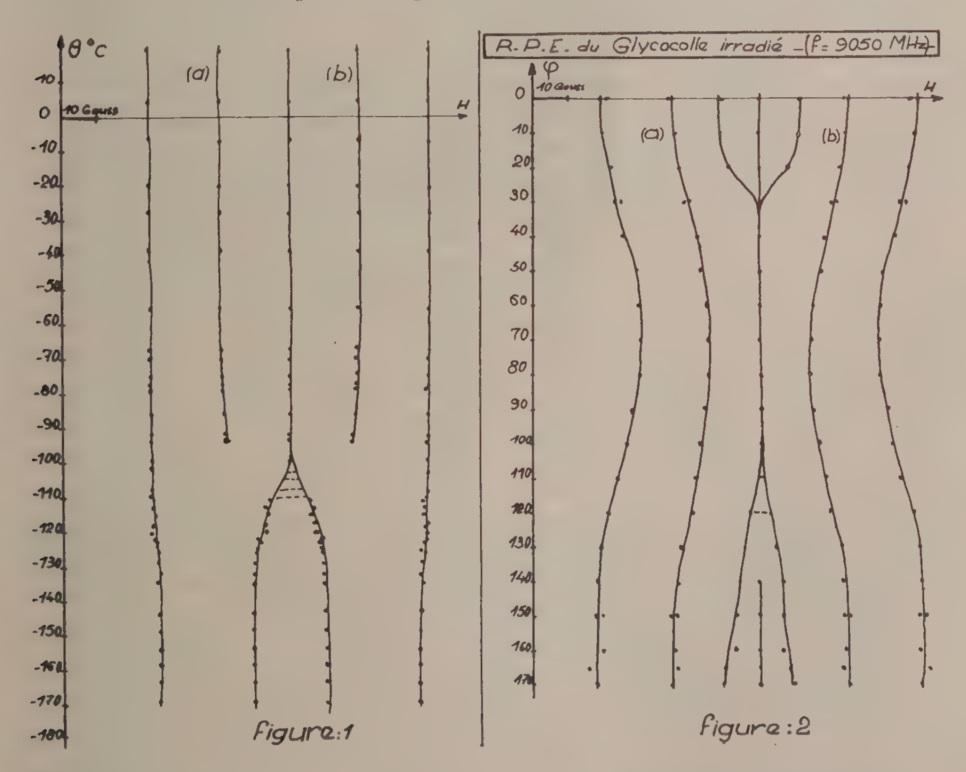


Figure : 1 figure : 2

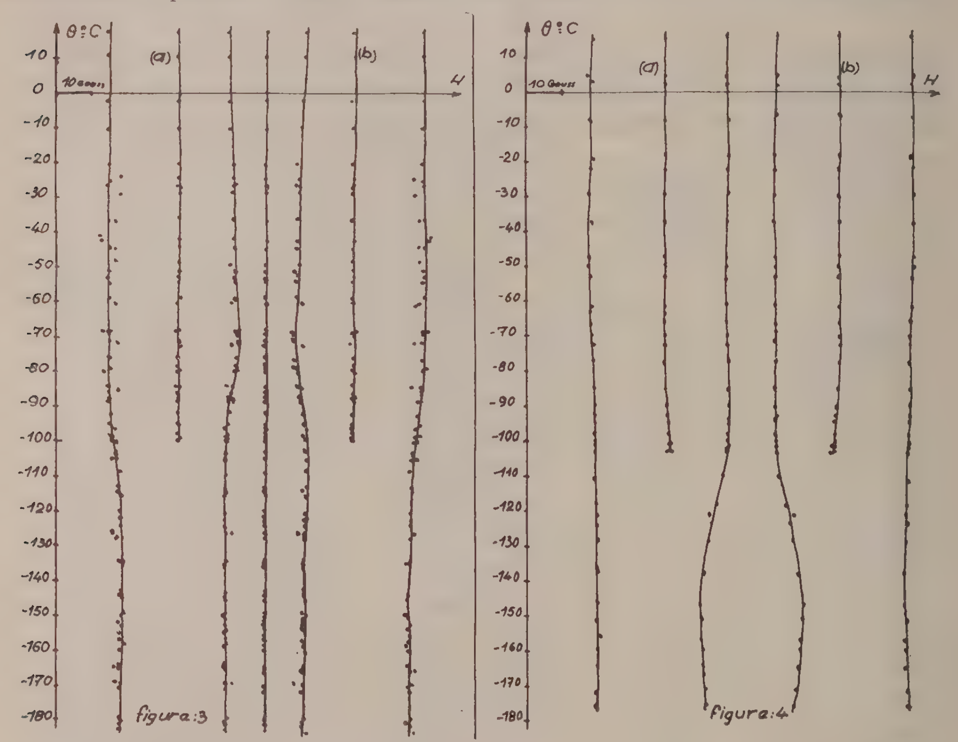
Des résultats sur les monocristaux ayant, par ailleurs, été publiés par J. Uebersfeld et G. Lomaglio ([2]), mais seulement à la température ambiante, il m'a paru intéressant de pousser la même étude aux basses températures afin de pouvoir les confronter avec les résultats sur la poudre.

La figure 2 représente l'évolution de la structure hyperfine observée, lorsqu'on fait varier l'angle φ d'orientation du monocristal tournant

autour de son axe principal A_3 placé dans l'axe de la cavité et perpendiculaire au champ magnétique statique.

(J'ai pris comme origine des angles de rotation, l'orientation qui donne la structure à sept composantes la mieux définie.)

Pouvant avec notre dispositif (cavité cylindrique fonctionnant dans le mode TE_{011} pour une fréquence de 9 050 MHz, traversée axialement par un conduit de téflon amenant de la vapeur d'azote, de débit réglable, au milieu duquel se trouve l'échantillon, contre lequel est appliquée la sonde



du thermocouple) étudier l'évolution des spectres hyperfins, en fonction de la température, il m'a été possible de dresser les figures 3 et 4 correspondant respectivement à $\varphi = 0^0$ et $\varphi = 130^0$.

On voit sur ces graphiques que les pics notés (*a*) et (*b*) s'atténuent pour disparaître aux environs de — 100°C.

Ces résultats expliquent le résultat global observé pour la première fois sur la poudre ([3]). De plus, ils apportent un moyen d'analyse nouveau en précisant très exactement les raies qui disparaissent à basse température (au-dessous de — 100°C).

(*) Séance du 6 novembre 1961.

([1]) A. Bottreau et S. Nahon, *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 844.

([2]) G. Lomaglio et J. Uebersfeld, *J. Phys. Rad.*, 21, 1960, p. 862.

([2]) R. Servant, C. Augoyard et Nguyen Ngoc Chau, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 71.

(*Laboratoire d'Optique ultrahertzienne, Faculté des Sciences, Bordeaux.*)

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Sur la surfusion du bismuth.* Note (*) de MM. **Louis Bosio**, **André Defrain** et **Israël Epelboin**, présentée par M. Jean Wyart.

Le refroidissement, dans certains sels fondus, de masses importantes de bismuth, a permis de les maintenir en surfusion jusqu'à 150°C. Une étude cinétique de la germination montre que l'énergie interfaciale par unité de surface entre le germe et le liquide dépasse 45 ergs/cm².

Si l'on maintient un métal en surfusion, on constate que la présence de certaines impuretés non dissoutes entraîne une relation entre la température maximale T^+ à laquelle on porte le métal liquide et la température T^- à laquelle cesse la surfusion [1]. Soient ΔT^+ la différence entre T^+ et la température de fusion T_f et ΔT^- la différence $(T_f - T^-)$. La relation $\Delta T^- = f(\Delta T^+)$ est linéaire pour les faibles valeurs de ΔT^+; puis, lorsque ΔT^+ a dépassé une certaine valeur, ΔT^- reste pratiquement constant quel que soit ΔT^+. La relation entre ΔT^+ et ΔT^- (dans un domaine limité de ΔT^+) est très nette en ce qui concerne le gallium [2] et les études expérimentales que nous avons menées montrent que l'oxyde de gallium dispersé dans la masse métallique constitue la substance active qui est à l'origine de cette relation.

En ce qui concerne le bismuth (qui fond à 271°C), les indications qu'on trouve dans la littérature permettent également de penser que la substance active est un oxyde de bismuth. V. I. Danilov et D. E. Ovsienko [3], qui ont opéré en plaçant dans des capillaires du bismuth plusieurs fois distillé sous vide, ont obtenu ΔT^- maximum compris entre 12 et 13° lorsque le liquide était en contact avec l'air et ΔT^- maximum compris entre 45 et 46° lorsqu'il était sous vide. Dans ce dernier cas, ΔT^- était pratiquement indépendant de ΔT^+. A l'intérieur du domaine de surfusion, l'intervalle de température où peut s'effectuer la germination était de 1 à 2° dans l'air et de 4 à 5° sous vide. Les auteurs précités ont calculé l'énergie interfaciale σ par unité de surface entre le germe et le liquide à partir de la vitesse de germination dans le vide; ils ont trouvé $\sigma = 20$ ergs/cm².

D. Turnbull [4], utilisant des gouttelettes de bismuth de diamètre compris entre 4 et 12 μm, oxydé ou en atmosphère d'hydrogène, a obtenu des valeurs de ΔT^- qui n'ont jamais dépassé 90°. Il suppose alors que la germination est homogène et en déduit, en tenant compte de cette valeur de ΔT^- maximale, que l'énergie interfaciale entre le germe et le liquide est $\sigma = 54{,}4$ ergs/cm².

Ces données, en apparence contradictoires, nous ont incités à étudier la surfusion du bismuth dans l'air, puis dans un milieu réducteur. Le métal que nous avons utilisé était d'origine Johnson-Matthey et des analyses

spectrographiques effectuées par le C. E. A. ont révélé les impuretés suivantes en 10^{-4} % :

Ca.	Cd.	Cr.	Cu.	Fe.	Mg.	Na.	Ni.	Sn.	Al.	Ag.	Pb.	Si.
< 10	< 3	< 5	< 3	< 3	10	≤ 10	≤ 3	< 3	–	–	–	tr

En chauffant à l'air une masse de 5 g environ, nous avons constaté l'existence d'une relation linéaire entre ΔT^+ et ΔT^- pour les valeurs de ΔT^+ ne dépassant pas 10°. Lorsque ΔT^+ est supérieur à 10°, ΔT^- est pratiquement constant et égal à 30°. Ce dernier résultat est en accord avec celui de M. L. Webster [5]. Par contre, nous avons constaté que dans certaines conditions, on pouvait dépasser $\Delta T^- = 90°$. Nous en avons déduit que D. Turnbull n'avait peut-être pas réalisé une germination homogène ou bien qu'aux températures correspondant à $\Delta T^- = 90°$ la surfusion du bismuth pouvait être perturbée par la formation d'une phase solide instable à la pression atmosphérique, comme dans le cas du gallium [2]. Il était donc intéressant de reprendre l'étude de la surfusion et de la vitesse de germination du bismuth en éliminant les substances actives. Pour réaliser la surfusion en milieu réducteur, nous avons utilisé le chlorure stanneux. Cependant, ce corps se solidifiant à 246°C, nous lui avons préféré le mélange eutectique de chlorure stanneux et de chlorure de zinc qui fond à 171°C, mais qui reste lui-même en surfusion au-dessous de 150°C ou bien le mélange ternaire $SnCl_2$—$ZnCl_2$—TlCl dans les proportions respectives de 64, 18 et 18 % en poids. Dans ces conditions, nous avons maintenu en surfusion des masses importantes jusqu'à $T^- = 150°C$ ($\Delta T^- = 121°$) et constaté qu'il n'y avait plus de relation entre ΔT^+ et ΔT^-. En faisant des essais similaires avec des masses différentes, de 0,02 à 8 g, nous avons constaté que la valeur maximale de ΔT^- n'était pas modifiée et restait voisine de 121°. Notons par ailleurs que des analyses spectrographiques ont montré que la pureté du bismuth n'était pas sensiblement affectée par le traitement dans les sels fondus, l'enrichissement en étain ne dépassant pas 0,002 %. De nombreux traitements successifs n'ont d'ailleurs pas fait varier le point de fusion de façon appréciable. La valeur de ΔT^- diminue par addition de traces de cuivre, mais ne varie pas lorsqu'on ajoute divers autres métaux : Ag, Mn, Pb, Pt, Sb, Si, Sn, Zn.

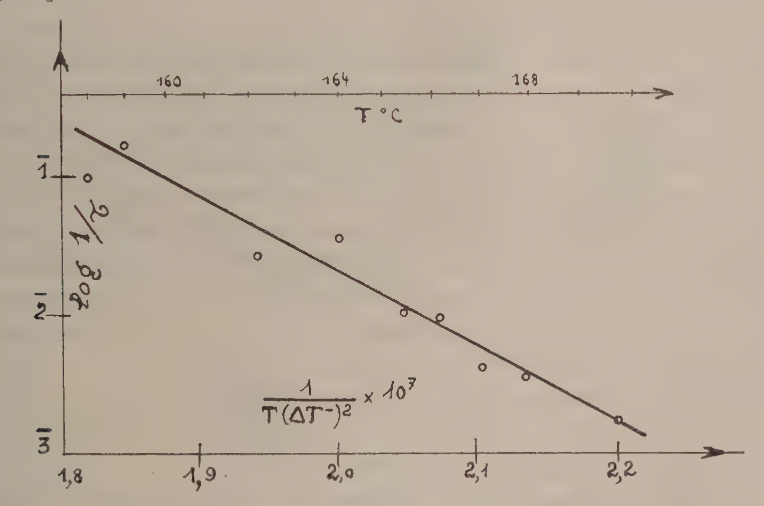
Pour étudier la vitesse de germination, nous effectuons les expériences de la façon suivante. Le bismuth et le mélange de sels sont placés dans une ampoule scellée de 6 mm de diamètre, la soudure d'un couple thermoélectrique étant placée dans le métal. Le bismuth est porté à 300°C pendant 10 mn, refroidi ensuite à une température voisine de 175°C, puis l'ampoule est plongée dans un bain maintenu à une température constante T déterminée à $\pm$ 0,1° près. Pour que la germination puisse s'effectuer dans un temps raisonnable, il est nécessaire que T soit compris entre 170 et 150°C. On détermine alors le temps τ qui sépare l'instant où l'échantillon a atteint la température T et celui où la surfusion cesse.

Pour une même température T, la masse de l'échantillon et le temps τ sont pratiquement indépendants : ceci a été vérifié avec des masses de bismuth comprises entre 0,02 et 8 g. Pour l'expliquer, on doit admettre que la germination est hétérogène, c'est-à-dire provoquée par des particules en suspension à l'intérieur du liquide métallique ou bien par l'action des sels fondus à la surface.

D'après la théorie classique de la germination ([1]), on a

$$\frac{1}{\tau} = K \exp\left[-\frac{\beta\sigma^3 f(\theta)}{T}(\Delta T^-)^2\right] \quad (1)$$

K est un coefficient qui dépend du processus de germination et de la surface de l'échantillon; on a $\beta = 16\pi/3\, k(\Delta S)^2$ pour des germes sphériques, k étant la constante de Boltzmann et ΔS la variation d'entropie à la fusion, $f(\theta) = (2+\cos\theta)(1-\cos\theta)^2/4$, θ étant l'angle de raccordement du germe cristallin à la surface étrangère [$f(\theta) = 1$ si la germination est homogène].



A titre d'exemple, nous avons groupé sur la figure ci-dessus, les résultats moyens relatifs à un échantillon de 1,2 g en représentant les variations de log $1/\tau$ en fonction de $1/T(\Delta T^-)^2$. Les points expérimentaux s'alignent bien sur une droite. D'après la théorie, sa pente est égale à $\beta\sigma^3 f(\theta)$. Comme $\beta = 1{,}38.10^3$ deg^3.cm^6.ergs^{-3}, les calculs effectués à partir de nos résultats expérimentaux donnent : $\sigma[f(\theta)]^{1/3} = 45$ ergs/cm^2, d'où $\sigma \geq 45$ ergs/cm^2.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

([1]) J. H. Hollomon et D. Turnbull, *Progress in metal physics*, 4, 1953, Pergamon Press, Londres.

([2]) A. Defrain, *Thèse d'état*, 1960, éditions métaux.

([3]) Z. Eksper, *Téor. Fiz.*, 21, 1951, p. 879.

([4]) *T.A.I.M.M.E.*, 188, 1950, p. 144.

([5]) *Proc. Roy. Soc. London*, 140 A, 1933, p. 653.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Propagation de la détonation dans l'acide azothydrique pur ou dilué par des gaz inertes.* Note de MM. **Issam Hajal** et **Jean Combourieu**, présentée par M. Paul Pascal.

L'influence de la pression et celle du diamètre du tube sur la vitesse de détonation de HN_3 gazeux, pur ou dilué par des gaz inertes, ont été étudiées aux basses pressions allant de 10 à 100 mm Hg.

L'acide azothydrique a été préparé par action sous vide d'acide orthophosphorique cristallisable (100 % H_3PO_4) sur l'azoture de sodium anhydre. La pression après explosion et retour à la température initiale est double de celle de départ, ce qui est compatible avec l'équation

$$HN_3 \rightarrow 1,5\,N_2 + 0,5\,H_2.$$

La présence d'impuretés telles que la vapeur d'eau, l'air ou un gaz inerte, se traduirait par une variation plus faible. D'autre part, HN_3 purifié par congélation dans la neige carbonique, élimination des vapeurs résiduaires, et distillation, conduit aux mêmes résultats que le gaz n'ayant pas subi ce traitement. L'emploi d'acide stéarique pur fondu à 80-90°C au lieu d'acide phosphorique conduit à des valeurs plus faibles de la vitesse de détonation, avec des longueurs de prédétonation plus longues (présence probable des produits de réaction partielle de HN_3 avec l'acide stéarique) [1].

Nous avons étudié la propagation dans des tubes cylindriques, de diamètre variable, afin de préciser l'influence de ce facteur et tirer D_∞ célérité de l'onde explosive dans un tube de rayon infiniment grand. Les tubes ont 2 m de longueur environ. L'inflammation est faite en général par une étincelle produite par une bobine d'induction. Les distances de prédétonation ne dépassent pas 50 cm dans les cas les plus défavorables, et la majeure partie du tube est occupée par une détonation stable. Des essais effectués dans un tube de 5 m de longueur et 1,6 cm de diamètre montrent que le régime stable s'établit rapidement, ce qui légitime donc l'utilisation de tubes plus courts.

L'enregistrement a été conduit à l'aide d'une caméra à tambour tournant avec une vitesse linéaire de déplacement du film de 75 m/s. La tension d'alimentation est stabilisée à ± 1 %, et la vitesse exacte de rotation déterminée au moment même de l'enregistrement avec le dispositif suivant : un disque perforé solidaire de l'axe du tambour intercepte un faisceau lumineux qui éclaire une cellule photoélectrique, et la fréquence du courant modulé est mesurée par un fréquencemètre préalablement vérifié à l'aide d'un quartz étalon. Les clichés obtenus sont étudiés au comparateur au 1/100e de millimètre. L'erreur sur la célérité D est estimée à 0,5 %, ce qui

correspond aussi à la dispersion des résultats dans des conditions expérimentales identiques. L'appareillage a été éprouvé avec le mélange $2H_2+O_2$ pour lequel les nombreuses déterminations de vitesse de détonation sont concordantes.

Pour HN_3 nous avons aussi effectué quelques essais dans un tube (longueur : 250 cm; diamètre : 4 cm) muni de pointes d'ionisation dont les signaux sont enregistrés sur l'écran d'un oscillographe cathodique. Pour éliminer les parasites électromagnétiques de l'inflammation par l'étincelle de la bobine d'induction, l'allumage est effectué par des détonateurs à l'azoture de plomb (Gevelot P 53 A). Les résultats obtenus concordent avec les précédents.

Influence du diamètre du tube. — Quatre tubes ont été utilisés de rayons respectifs (en cm)

$$R_1=1,80, \quad R_2=0,557, \quad R_3=0,210, \quad R_4=0,085.$$

L'enregistrement pour ces trois derniers a été effectué simultanément, pour permettre une comparaison plus précise. A cet effet ils ont été disposés parallèlement à 2 cm environ l'un de l'autre, et pour éviter les difficultés d'allumage, reliés à une même chambre d'inflammation plus large. Le passage de l'onde de cette dernière aux deux tubes les plus étroits s'accompagne d'une perturbation passagère, puis la vitesse de propagation devient stable ([2]). Le tableau I résume les résultats obtenus. Pour un mélange à une pression initiale donnée, l'extrapolation de la courbe D en fonction de l'inverse du rayon R permet de tirer D_∞.

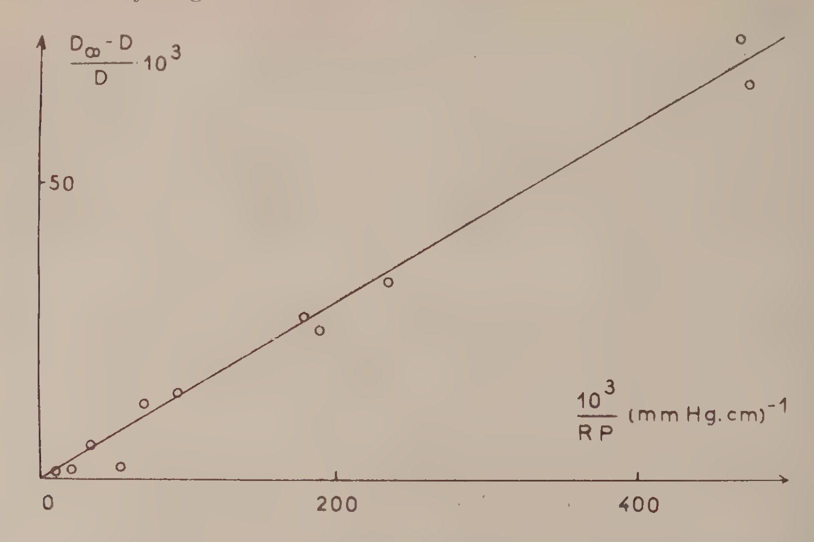
TABLEAU I.

	Pression (mm Hg).	D_∞ (m/s).	D_{R_1}.	D_{R_2}.	D_{R_3}.	D_{R_4}.
HN_3	10,0	2 774	2 768	2 700	2 602	2 372
	25,0	2 778	2 773	2 740	2 710	2 587
	50,0	2 783	2 780	2 769	2 743	2 694
	100,0	2 802	2 800	2 793	2 783	2 746
90 % HN_3 + 10 % N_2	50,0	(2 725)	2 723	–	–	–
80 % HN_3 + 20 % N_2	50,0	2 643	2 640	2 625	2 598	2 541
65 % HN_3 + 35 % N_2	50,0	(2 490)	2 485	–	–	–
50 % HN_3 + 50 % N_2	50,0	2 320	2 315	2 286	2 247	–
50 % HN_3 + 50 % A	50,0	2 277	–	2 256	2 221	2 142
50 % HN_3 + 50 % He	50,0	3 056	3 047	3 019	2 967	2 830
50 % HN_3 + 50 % H_2	50,0	2 882	2 877	2 832	2 788	2 610

On constate que la variation relative de la vitesse de détonation de HN_3 avec le rayon R du tube et la pression p initiale est bien exprimée par la loi expérimentale

$$\frac{D_\infty - D}{D} = \frac{C}{Rp} \qquad (C = \text{Cte}).$$

Influence de la pression sur D_∞. — Cette influence est très faible dans le cas de HN_3 entre 10 et 100 mm Hg. Pourtant la dissociation d'une fraction importante d'hydrogène dans les conditions thermodynamiques de la zone



de combustion laisserait prévoir une influence plus forte de la pression. La comparaison précise avec les valeurs calculées à l'aide de la théorie de Chapman-Jouguet est nécessaire avant de proposer une explication.

(1) P. Pascal, *Nouveau traité de Chimie minérale*, Masson et Cie, Paris, 1956, X, p. 629.
(2) B. V. Aivazov et I. B. Zeldovich, *Zhur. Eksp. i teor. Fisiki* (S. S. S. R.), 17, 1947, p. 889.

(*Faculté des Sciences de Paris,*
Laboratoire de Chimie générale et de Chimie X.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Mesure de la température maximale d'une flamme air-hydrocarbure par suppression du combustible.* Note de MM. **Jean Ecker**, **Marcel Le Peintre** et **Paul Poulain**, présentée par M. Georges Champetier.

L'étude de l'extinction d'une flamme prémélangée, riche en hydrocarbure, par arrêt brutal de l'alimentation en combustible, a permis d'enregistrer tous les états intermédiaires de la flamme compris entre le mélange initial et celui pour lequel elle s'éteint. La courbe température-temps présente un maximum correspondant au mélange air-combustible donnant la température maximale de la flamme. Dans le cas de la flamme air-acétylène d'un brûleur Bunsen décrit, nous avons obtenu : 2190°C ± 35°C. Ce résultat est comparé avec ceux obtenus par d'autres auteurs.

Dans le cadre des recherches effectuées dans notre laboratoire sur l'extinction des flammes air-hydrocarbure, nous avons étudié l'extinction des flammes par suppression du combustible. L'étude dynamique de l'extinction est basée sur l'examen des variations, en fonction du temps, de la température de la flamme. La température mesurée à un instant donné peut être comparée avec la température maximale résultant de la combustion du mélange gazeux; il est donc nécessaire d'en connaître la valeur pour un brûleur donné.

La température est déterminée à chaque instant à l'aide du pyromètre MT 4 O.N.E.R.A. [1] à court temps de réponse. La méthode optique utilisée est celle du renversement sur une des raies du doublet D du Sodium. Cette méthode ne perturbe pas la flamme et permet de suivre des fluctuations extrêmement rapides de température. En revanche, il est pratiquement impossible d'effectuer des mesures « ponctuelles »; on obtient une « valeur moyenne » qui dépend de la distribution des températures le long de l'axe de visée de l'instrument de mesure. L'appareil, mis au point par A. Moutet [1], permet d'enregistrer simultanément, dans deux petits volumes contigus constituant deux chemins optiques, la radiation émise par la flamme à laquelle se surajoute, sur l'une des voies, la lumière transmise d'une lampe à ruban de tungstène étalonnée en température de brillance. Il n'est pas nécessaire d'obtenir le renversement. Un calcul simple donne à chaque instant une valeur moyenne de la température résultant des divers gradients qui existent dans le volume observé. Le calcul donne également le coefficient d'absorption moyen apparent dont la valeur influe sur la précision de la mesure.

Le brûleur air-acétylène, utilisé en spectrographie analytique [2], est du type Bunsen à admission conditionnée. Le diamètre de la buse est 5 mm. Son fonctionnement optimal correspond à un débit de 300 l/h d'air et 30 l/h d'acétylène. Nous y pulvérisons une solution aqueuse de chlorure de sodium à 100 g/l. Les mesures ont été faites à différentes hauteurs au-dessus du cône bleu. Avec ces débits, le maximum de température a lieu vers 2 cm au-dessus de la buse et à 6 mm au-dessus du cône bleu.

Nous donnons :

Fig. 1, une courbe : température-rapport des mélanges, construite point par point pour différentes valeurs du débit d'acétylène. Le débit d'air y est constant et vaut 300 l/h. La température maximale relevée y est de 2184°C ± 35°C, lorsque le rapport des débits acétylène-air est de 1/10.

Fig. 2, une courbe : température-temps, obtenue à partir d'une flamme riche, par arrêt de l'alimentation en combustible. Le mélange initial est de 40 l/h d'acétylène pour 300 l/h d'air. Cet enregistrement donne une température maximale de 2192°C ± 35°C.

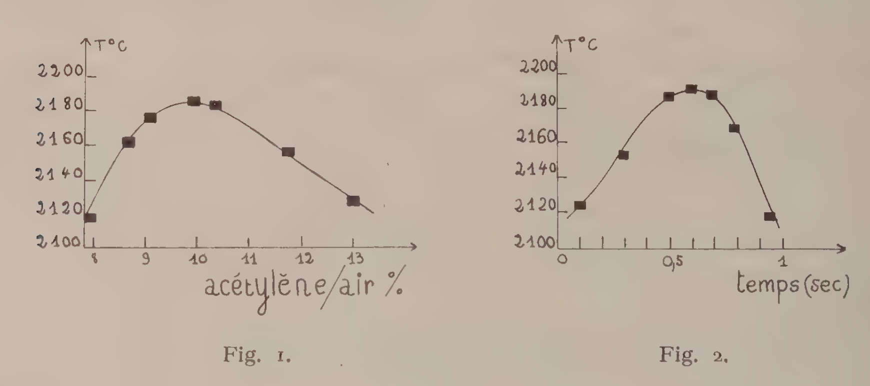


Fig. 1. Fig. 2.

Inversement nous avons obtenu à partir d'une flamme pauvre, par suppression de l'alimentation en air prémélangé, une température maximale de 2185°C ± 35°C. Le mélange initial était de 30 l/h d'acétylène et 360 l/h d'air.

Des essais répétés furent aussi effectués par addition d'air à la flamme de diffusion air-acétylène et par addition d'acétylène à une flamme pauvre. Dans tous les cas nous avons obtenus des résultats reproductibles. La température maximale est la même quelle que soit la méthode utilisée, sa valeur est indépendante de la vitesse avec laquelle varie le débit d'un des gaz. Ce dernier résultat signifie que les équilibres chimique et thermique au sein de la flamme sont très rapides; il justifie l'extension de cette méthode de détermination des températures de flamme aux problèmes d'extinction.

Nous avons tenu compte, pour déterminer la précision des mesures, de l'erreur faite sur l'étalonnage de la lampe à ruban de tungstène.

Les mesures effectuées avec des thermocouples Le Chatelier par H. Passauer (³) ou lors du renversement d'une des deux raies du sodium par G. Jones et B. Lewis (⁴), peuvent être considérées comme étant peu précises puisqu'elles résultent d'une extrapolation. Nous remarquons que la valeur donnée par L. Huldt (⁵) avec un brûleur Bunsen, modèle Lundengarth : 2397°C ± 40°C, diffère notablement de celle de R. I. Ishida (⁶) 2165° ± 35°C

(brûleur Bunsen, modèle Perkin-Elmer) et des nôtres $2190^{\circ}C \pm 35^{\circ}C$. Ce dernier nombre est la moyenne de vingt essais.

Ces écarts peuvent s'expliquer par une différence de dimensions des brûleurs (6) et du rendement de la combustion.

Ces résultats mettent en évidence l'intérêt de l'application d'une méthode de mesure instantanée des températures de flammes à des problèmes résolus habituellement par des mesures successives statiques.

(1) A. Moutet, *Publ. O.N.E.R.A.*, 88; *Études de Pyrométrie pratique*, A. N. R. T., Eyrolles, 1960, p. 1961.

(2) R. Mavrodineanu et H. Boiteux, *Analyse spectrale quantitative par la flamme*, Masson et Cie, Paris, 1954, p. 46.

(3) H. Passauer, *Gas. u. Wasser*, 73, 1930, p. 313-434 et 369-372.

(4) G. Jones, B. Lewis et G. Seaman, *J. Amer. Chem. Soc.*, 53, 1931, p. 3392.

(5) L. Huldt, *Ark mat. Astr. Fysik* (Suède), A 33, n° 5, 1946, p. 1-22.

(6) R. Ishida, *Rept. Govt. chem. Ind. Res. Inst. Tokyo*, 51, 1956, p. 333.

(Laboratoire du Feu du C. N. R. S., Champs-sur-Marne.)

THERMODYNAMIQUE CHIMIQUE. — *Chromatographie en phase gazeuse. Sur quelques propriétés des coefficients d'activité à dilution infinie.* Note (*) de MM. **Paul Chovin** et **Michel Ducros**, présentée par M. Georges Champetier.

Étude théorique et expérimentale de la variation de γ^0_π en fonction : *a.* du nombre z_i d'atomes de carbone des solutés appartenant à une série homologue; *b.* du nombre z_f d'atomes de carbone des phases fixes appartenant à une série homologue; *c.* de la température de colonne T_c. Il est établi et vérifié que les fonctions $\log \gamma^0_\pi = f(1/T_c)$ et $\log \gamma^0_\pi = f(z_i)$ sont linéaires, tandis que la variation $\gamma^0_\pi = f(z_f)$ est plus complexe.

La chromatographie en phase gazeuse n'est pas seulement la belle et puissante technique analytique qu'on sait, c'est aussi un instrument d'investigation qui permet la détermination de grandeurs thermodynamiques qu'il est quelquefois malaisé d'atteindre par d'autres voies. Il n'y a, à cet aspect de la méthode, rien qui doive surprendre puisque le cheminement d'un soluté le long d'une colonne repose sur les échanges, à l'intérieur de celle-ci, entre phases fixe et mobile, c'est-à-dire sur des successions de dissolutions et d'évaporations, phénomènes qui mettent en jeu des évolutions thermiques, donc des variations d'enthalpie, d'entropie, etc.

Il est connu depuis longtemps ([1]) que le facteur qui décrit au mieux ces échanges est le *coefficient d'activité à dilution infinie* γ^0 du soluté dans la phase fixe considérée comme solvant ([2]). Cette grandeur illustre les écarts que manifeste la solution du soluté considéré vis-à-vis d'une solution idéale qui obéirait à la loi de Raoult. Il existe deux manières de la calculer et de la noter, γ^0_π ou γ^0_f, selon qu'on se réfère, en ce qui concerne la phase gazeuse en équilibre avec la solution, aux pressions de vapeur π ou aux fugacités f. Dans les deux cas, une relation a pu être établie par l'un de nous ([3]) qui lie le coefficient d'activité à dilution infinie au volume de rétention absolu par molécule de phase fixe V_{mol} et à la pression de vapeur saturante π^0, ou à la fugacité f^0 de la vapeur saturante en équilibre avec le liquide pur à la température de colonne T_c :

$$V_{mol} = \frac{RT_c}{\pi^0 \gamma_\pi} = \frac{RT_c}{f^0 \gamma^0_f}.$$

Dans ce qui suit, vont être développées quelques propriétés de γ^0_π, plus aisément accessible que γ^0_f. La relation précédente peut être modifiée, compte tenu de la définition de V_{mol}; tous calculs faits, il vient

$$(1) \qquad \gamma^0_\pi = 273 R \frac{1}{V_g \pi^0 M_f},$$

expression dans laquelle V_g est le volume de rétention spécifique pour une colonne renfermant l'unité de masse de phase fixe et M_f la masse moléculaire de la phase fixe.

1. *Variation de γ_π^0 en fonction du nombre z_i d'atomes de carbone des solutés.* — Dans le cas d'une série homologue de solutés du type R-X et d'une phase fixe du type R′-X′ où R et R′ sont des chaînes carbonées normales et X et X′ des fonctions quelconques, Pierotti, Deal, Derr et Porter [1] ont montré que $\log \gamma_\pi^0$ varie de façon complexe avec le nombre z_i d'atomes de carbone du soluté i. Cependant, pour un domaine restreint des valeurs de z_i, la formule des auteurs se simplifie et se ramène à une relation linéaire. Ceci peut être retrouvé par transformation de notre formule (1) sachant que dans une série homologue de solutés et loin des premiers termes $\log \pi^0$ et $\log V_g$ varient tous deux proportionnellement à z_i. Ce résultat particulièrement simple a été vérifié par nous sur tartrate de di-*n*-butyle à 403°K (composé du type R′-X′-R′) pour des séries de cinq termes appartenant aux alcanes normaux (R-H), aux *n*-alcoylbenzènes, aux acétates d'alcools normaux, aux esters éthyliques d'acide normaux, aux méthylcétones normales et aux nitriles normaux (tous composés du type R-X).

2. *Variation de γ_π^0 en fonction du nombre z_f d'atomes de carbone de la phase fixe.* — Dans le cas d'un soluté R-X et d'une série homologue de phases fixes, R′-X′, la formule des auteurs précités ne se laisse pas simplifier de la même manière. Notre formule (1) ne permet pas davantage d'aboutir à un résultat simple. Les courbes $\log \gamma_\pi^0 = f(z_f)$ que nous avons obtenues pour la série homologue des esters tartriques, par exemple (du tartrate de diméthyle au tartrate de di-*n*-heptyle inclus) décroissent régulièrement et sont compatibles avec les courbes qu'il faut attendre d'une formule du type de celle de Pierotti et coll.

3. *Variation de γ_π^0 en fonction de la température de colonne* T_c. — La relation (1) peut s'écrire sous forme logarithmique, ce qui permet de remplacer $\log \pi_0$ et $\log V_g$ par leurs valeurs en fonction de $1/T_c$. L'équation de Clapeyron peut se mettre sous la forme

$$\frac{d\pi^0}{\pi^0} = \frac{\Delta H^0_{l\to v}}{\alpha_g - \alpha_l}\,\frac{dT_c}{RT_c^2},$$

expression [1] dans laquelle $\Delta H^0_{l\to v}$ est l'enthalpie molaire de vaporisation du soluté pur et α_g et α_l sont des coefficients de correction qui tiennent compte le premier de ce que la vapeur saturante du soluté en équilibre avec le liquide pur n'obéit pas à la loi des gaz parfaits ($\pi^0 U' = \alpha_g RT_c$), et le second, calqué sur le précédent, de ce que le volume molaire U du liquide n'est pas négligeable devant celui U′ de la vapeur ($\pi^0 U = \alpha_l RT_c$). Ces coefficients sont tous deux fonction de la température et il est bien connu que $\Delta H^0_{l\to v}/(\alpha_g - \alpha_l)$ varie beaucoup moins avec la température que $\Delta H^0_{l\to v}$.

Dans la mesure où l'on peut alors intégrer, il vient

$$\log \pi^0 = C - \frac{1}{2{,}3RT_c}\,\frac{\Delta H^0_{l\to v}}{\alpha_g - \alpha_l}.$$

Par ailleurs, la variation de log V_g avec la température de colonne est bien connue ([5]) et est de la forme

$$\log V_g = C' - \frac{1}{2,3RT_c} \Delta H^0_{v\to s},$$

où $\Delta H^0_{v\to s}$ est l'enthalpie molaire de dissolution du soluté, pris à l'état de vapeur, dans une quantité infinie de phase fixe. Finalement, la relation (1) devient

$$(2) \qquad \log \gamma^0_\pi = A + \frac{1}{2,3RT_c}\left[\Delta H^0_{v\to s} + \frac{\Delta H^0_{l\to v}}{\alpha_g - \alpha_l}\right] = A + \frac{1}{2,3RT_c}\Delta H$$

qui manifeste que, dans un domaine pas trop étendu de températures, log γ^0_π varie linéairement avec l'inverse de la température absolue de colonne, ce que nos expériences confirment parfaitement. Les valeurs numériques des coefficients A et ΔH de l'équation (2) appliquée à divers solutés et à quelques esters tartriques utilisés comme phases fixes entre 70 et 140°C, qui permettent le calcul *a priori* de log γ^0_π pour les couples solutés-solvants considérés à toutes températures comprises entre les limites précédentes, seront publiées dans un autre recueil. Il est possible de donner de ΔH une signification physique approchée : $(\alpha_g - \alpha_l)$ étant très voisin de l'unité, c'est, à très peu près, l'enthalpie molaire $\Delta H^0_{l\to s} = \Delta H^0_{l\to v} + \Delta H^0_{v\to s}$ de dissolution du soluté pur, pris à l'état liquide, dans une quantité infinie de phase fixe considérée comme solvant. Par ailleurs, le fait même que ΔH soit une somme de deux termes de signes généralement opposés suffit à expliquer que les variations de γ^0_π avec T_c observées avant nous et qui n'avaient pu être interprétées, aient été tantôt croissantes, tantôt décroissantes, selon les solutés et les phases mises en œuvre ([6]).

(*) Séance du 13 novembre 1961.

([1]) G. J. Pierotti, C. H. Deal, E. L. Derr et P. E. Porter, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 2989.

([2]) Dans ce qui suit, l'exposant o se réfère aux corps purs.

([3]) P. Chovin et J. Lebbe, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 596.

([4]) Les lettres *v*, *s* et *l* en indice, signifient respectivement : vapeur, solution, liquide. La notation $\to s$ marque le passage en solution du soluté pris soit à l'état de vapeur ($v \to s$) soit à l'état liquide ($l \to s$). De même $l \to v$ correspond à la vaporisation du soluté liquide.

([5]) A. B. Littlewood, C. S. G. Phillips et D. T. Price, *J. Chem. Soc.*, 1955, p. 1480.

([6]) C. J. Hardy, *J. Chromatography*, 2, 1959, p. 490.

(*Laboratoire Municipal de Paris*
et *École Nationale Supérieure de l'Aéronautique*.)

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Contribution à l'étude de la caractérisation rhéologique (viscosité) des empois d'amidon aux concentrations usuelles d'utilisation.* Note (*) de M. **Richard Schutz**, présentée par M. Georges Champetier.

L'amidon (amidons et fécules) forme des empois dont le comportement rhéologique peut être décrit par une droite $\log D = a \log \tau + b$, où D est le gradient de vitesse (s^{-1}) et τ le couple de cisaillement ($dyne.cm^{-2}$), du moins dans le domaine de gradient de vitesse compris entre 1 et 700 s^{-1} correspondant aux conditions d'utilisation pour les concentrations étudiées (jusqu'à 10 %).

De nombreuses industries comme l'alimentation, les papiers, les textiles, etc. utilisent des empois d'amidon (amidons, fécules) natifs ou modifiés à des concentrations allant jusqu'à 10 %, ou même davantage.

Dans ces emplois, les dispersions d'amidon sont soumises à des efforts de cisaillement variables et de ce fait il est utile, sinon indispensable de connaître les propriétés rhéologiques de ces empois d'amidon.

Le comportement rhéologique à différents gradients de vitesse de substances macromoléculaires a été étudié essentiellement à partir de solutions diluées [1], alors que les solutions concentrées ont été relativement peu étudiées [2], [3].

Nous avons examiné divers amidons (fécules de pomme de terre, de manioc, amidons de maïs, dextrine, etc.) principalement aux concentrations suivant la série de Renard R 20/5 (2, 8...9) [4].

D'une façon générale, dans ces conditions, toutes ces matières amylacées ont un comportement pseudoplastique (*fig.* 1). Ce qui n'a rien d'étonnant si l'on considère la structure en molécule plutôt allongée de l'amidon : avec une augmentation du gradient de glissement, les molécules s'orientent et le frottement interne diminue.

On a l'habitude de définir :

1° la « viscosité initiale » η_0 par la cotangente de l'angle α_0 que forme avec l'axe des abscisses la tangente à l'origine de la courbe représentative du gradient de vitesse en fonction de la contrainte de cisaillement;

2° la « viscosité finale » η_∞ par la cotangente de l'angle α_∞ que forme avec l'axe des abscisses la tangente à la courbe pour les gradients de vitesse élevés, la courbe tendant pour ces gradients élevés vers une droite (*fig.* 1). S'il est relativement aisé de tracer α_∞, par contre, il est illusoire d'atteindre une estimation satisfaisante de α_0.

Pour cette raison on préfère donner les valeurs des rapports τ_i/D_i en fonction de valeurs D_i suivant un échelonnement choisi plus ou moins arbitrairement.

L'allure exponentielle des diagrammes nous a incité à rechercher une représentation linéaire. Nous avons donc adopté une double échelle loga-

rithmique, comme l'ont fait d'ailleurs d'autres auteurs, notamment Schurz et ses collaborateurs ([1]). Ils ont travaillé avec des solutions plus diluées en utilisant des viscosimètres capillaires selon Umstätter, modifiés pour

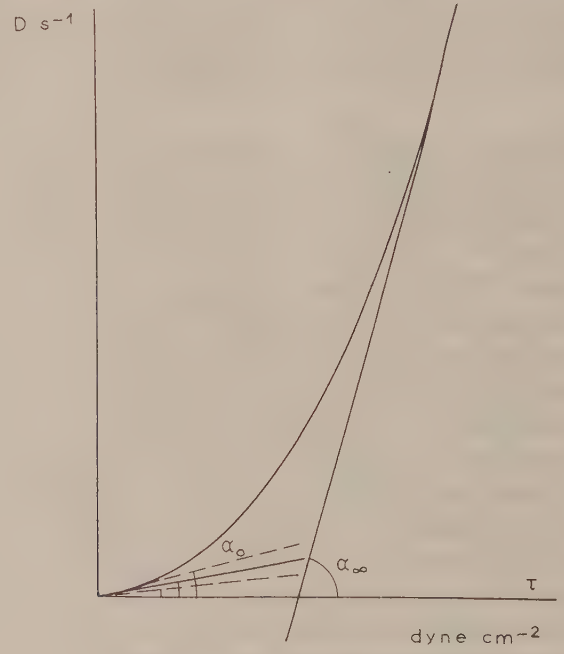


Fig. 1. — Amidons : Allure de diagramme D en fonction de τ.

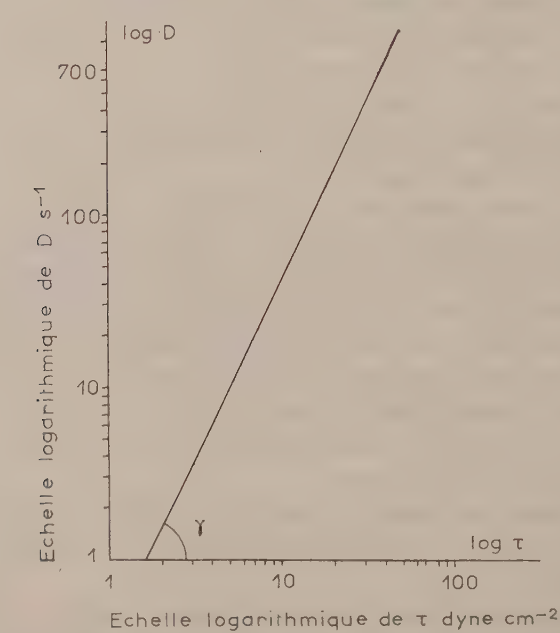


Fig. 2. — Amidons : Allure de diagramme log D en fonction de log τ.

pouvoir travailler à des gradients de l'ordre de 10^3 à 10^6 s^{-1}. Ils se proposèrent d'en déduire des caractéristiques de dispersité et de degré de polymérisation.

Les courbes qu'ils obtiennent ont une forme en S très légèrement esquissée.

Tenant compte des conditions courantes d'utilisation des amidons, nous avons limité nos investigations à des gradients de vitesse de l'ordre de 700 s^{-1}, et avons obtenu très sensiblement des droites (*fig.* 2).

Les caractéristiques de ces droites varient énormément avec la concentration, les conditions de formation des empois et la température à laquelle la mesure est effectuée. C'est pourquoi, nous proposons de définir une substance amylacée, pour une concentration, et des conditions de cuisson déterminées par cette droite dont l'équation est $\log D = a \log \tau + b$.

Il suffit par exemple, de caractériser le point d'intersection de cette droite avec l'abscisse correspondant à log ($D = 1$ s^{-1}) et l'angle γ défini par sa cotangente.

(*) Séance du 6 novembre 1961.

(1) J. SCHURZ et coll., *Kolloïd Zeitschrift*, 148, 1956, p. 76; 154, 1957, p. 97; 155, 1957, p. 45 et 55; 177, 1961, p. 149. *Rheologica Acta*, 1, 1958, p. 261.

(2) K. EDELMANN, *Kautschuk u. Gummi*, 5, 1952, p. 120; *Faserforschung u. Textiltechn.*, 6, 1955, p. 269.

(3) I. LAMBRINOU, *Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen*, n° 885 : *Einfluss von Fettzusätzen auf das rheologische Verhalten von Schlichteflotten*, 1960.

(4) Norme Afnor NF X 01-001, Normes fondamentales : nombres normaux, mars 1957.

(*École Supérieure de Chimie de Mulhouse*
24, *quai du Fossé, Mulhouse, Haut-Rhin.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Écarts à la stœchiométrie de la cémentite pure* Fe_3C. Note (*) de MM. **Walter Stuckens** et **André Michel**, présentée par M. Georges Chaudron.

Les propriétés magnétiques et structurales de la cémentite ont fait l'objet de nombreux travaux; cependant, des divergences peu importantes mais réelles, étant donnée la précision des méthodes, apparaissent dans la température du point de Curie et dans la valeur des paramètres cristallins. La majorité des auteurs ([1]), ([2]) est d'accord pour admettre l'existence d'écarts à la stœchiométrie sans qu'une étude systématique du phénomène ait été faite. Nous avons effectué cette étude systématique en préparant la cémentite pure et en faisant varier sa teneur en carbone.

Nous avons préparé la cémentite pure par carburation à 550°C d'oxydes de fer par un mélange $CO + H_2$ à 18 % de CO ([3]). L'hydrogène est produit par électrolyse; l'oxyde de carbone est obtenu par passage d'oxygène électrolytique sur du graphite à 1100°C. La cémentite obtenue est absolument exempte de carbone libre; l'analyse thermomagnétique et rœntgenographique n'indiquent la présence que de cémentite, à l'exclusion de fer ou de magnétite.

Cette cémentite est caractérisée par son point de Curie : $\theta_c = 214°C$, et ses paramètres : $a = 4,5255$ Å, $b = 5,089$ Å, $c = 6,744$ Å $\pm$ 0,001 Å. Même en modifiant les conditions expérimentales temps, température, pouvoir carburant du mélange $CO + H_2$, nous n'avons jamais observé l'existence de cémentite pure de point de Curie supérieur à 214°C.

Pour faire varier la teneur en carbone de la cémentite, nous pouvions choisir la décarburation ménagée par l'hydrogène, ou la graphitisation partielle. Le phénomène de graphitisation est beaucoup plus lent et c'est lui qui a été choisi.

La cémentite pure chauffée lentement graphitise dès 630°C suivant la réaction cémentite → ferrite + graphite. Mais ([3]) on sait qu'un recuit de plusieurs heures à une température voisine de la température de décomposition stabilise la cémentite, ce phénomène est accompagné d'une baisse de point de Curie de 214°C jusqu'à 208-209°C.

Quelques essais préliminaires nous ayant montré que l'abaissement du point de Curie s'accompagnait d'une contraction de la maille, nous avons provoqué une modification du point de Curie de la cémentite par recuit à différentes températures.

L'échantillon parfaitement dégazé à 500° est scellé sous vide en ampoule de silice. Le cycle thermique qu'il subit comprend un chauffage à la vitesse de 10°/h qui l'amène à la température T choisie, un maintien de 12 h à cette température T, une trempe à l'eau. Le point de Curie s'abaisse quand la température T croît, mais la cémentite reste la seule phase présente.

Quand T atteint et dépasse 750°C une quantité de ferrite de plus en plus importante accompagne la cémentite non décomposée dont le point de Curie continue à s'abaisser.

La décarburation par l'hydrogène est un phénomène trop brutal pour être employé ici; en effet la décarburation en ferrite commence dès 500°C, et devient très rapide au-delà de 550°C. Nous avons fait agir de petites quantités d'hydrogène en opérant de la manière suivante. L'échantillon est dégazé sous vide à la température ordinaire, si bien qu'il subsiste une quantité notable de gaz, surtout de l'hydrogène, absorbé chimiquement. Au cours du recuit, la cémentite est au contact d'une atmosphère décarburante, mais de volume limité.

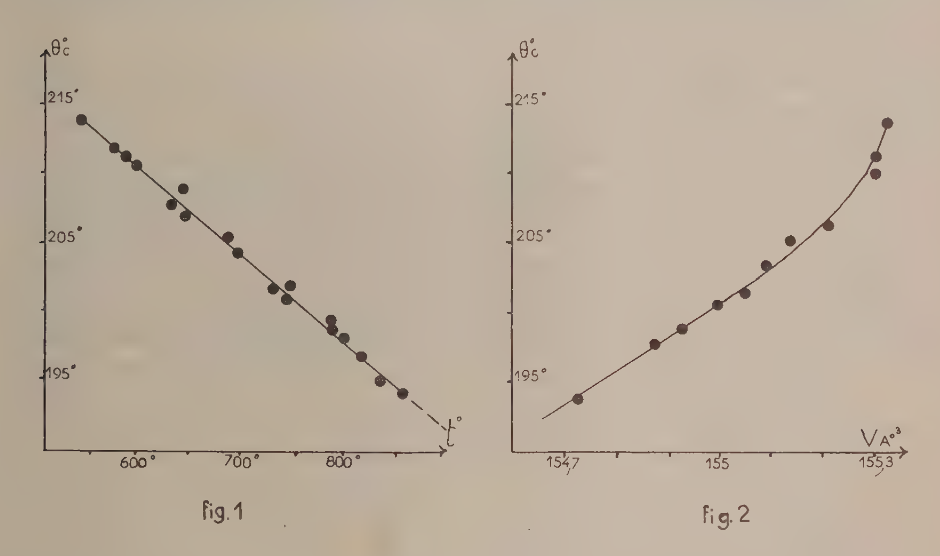


Fig. 1 Fig. 2

Quel que soit le procédé employé les résultats sont identiques et les cémentites observées ont leur point de Curie qui s'abaisse de 214°C jusqu'à 194°C pour un échantillon recuit à 860°C. La figure 1 donne la variation du point de Curie en fonction de la température de recuit; cette variation est sensiblement linéaire.

Une mesure précise des paramètres cristallins a montré une variation des grandeurs *a*, *b*, *c* caractérisant la maille orthorhombique de la cémentite. La figure 2 montre la relation entre la valeur du point de Curie et le volume de la maille élémentaire. Nous avons établi que les paramètres *a* et *b* diminuent quand le point de Curie s'abaisse, alors que le paramètre *c* augmente. Cette particularité de la variation des paramètres et la contraction qui en résulte pour la maille élémentaire s'expliquent aisément par l'apparition d'une structure lacunaire par défaut de carbone. Ce phénomène est à rapprocher d'essais récents [1] sur le phosphure de palladium Pd_3P isomorphe de la cémentite. Ce phosphure présente de larges écarts à la stœchiométrie et quand la teneur en phosphore diminue, intervient une varia-

tion des paramètres analogue à celle qui vient d'être décrite pour la cémentite. Cependant, dans le cas de la cémentite, la faible variation du volume de la maille laisse croire que les écarts à la stœchiométrie doivent être faibles. L'étroit domaine de composition dans lequel peut exister la cémentite s'interprète bien par la nature des liaisons (5) qui entrent en jeu dans ce composé.

Nous pensons compléter cette étude de l'évolution de la cémentite par des mesures de moment magnétique.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) J. Petch, *J. Iron and Steel Inst.*, 1, 1944, p. 143.
(2) Schwartz, *J. Iron and Steel Inst.*, 11, 1938, p. 205.
(3) Osdoit, *Mem. Scient. Rev. Met.*, 57, 1960, p. 194.
(4) Mme E. Fruchart-Triquet, R. Fruchart et A. Michel, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 323 et 3263.
(5) A. Michel, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1528; *Bull. Soc. Chim. Fr.* [5], 1961, p. 143.

(*Laboratoire de Chimie minérale du Centre d'Orsay*
et *Laboratoire Central de Recherches des Établissements Kühlmann.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Additions nucléophiles des cétones saturées sur des méthylcétones α-éthyléniques.* Note (*) de MM. **Robert Chapurlat** et **Jacques Dreux**, présentée par M. Marcel Delépine.

Certaines additions de Michael entre cétones saturées et méthylcétones α-éthyléniques permettent d'obtenir des cyclohexénones, correspondant dans le cas où les cétones saturées sont également des méthylcétones, à une déshydratation entre le groupement carbonyle provenant de la cétone éthylénique et le radical méthyle provenant de la cétone saturée.

Poursuivant l'étude de la réaction de Michaël entre cétones saturées et cétones α-éthyléniques [1], [2], nous avons engagé avec la pentène-3 one-2, l'oxyde de mésityle et la phényl-4 butène-3 one-2 : la méthyléthylcétone, la méthylbenzylcétone et la propiophénone.

Les conditions opératoires sont identiques à celles décrites dans une Note précédente [1].

On obtient directement une cyclohexénone du type (A) avec la méthyléthylcétone ou la méthylbenzylcétone et une cyclohexénone du type (B) avec la propiophénone :

$R{-}CH_2{-}CO{-}CH_3$ + $(R')(R'')C{=}CH{-}CO{-}CH_3$ → cyclohexénone portant R, R′, R″, O et CH_3

(A)

$CH_3{-}CH_2{-}CO{-}C_6H_5$ + $(R')(R'')C{=}CH{-}CO{-}CH_3$ → cyclohexénone portant R′, R″, CH_3, O et C_6H_5

(B)

On remarque qu'il n'y a qu'une seule possibilité de cyclodéshydratation dans le cas de la propiophénone (B) en raison de la position du groupement phényle.

Les cyclohexénones provenant de la méthyléthylcétone et de la méthylbenzylcétone (A) dont nous montrerons la structure dans une publication ultérieure, sont formées par cyclodéshydratation entre le groupement carbonyle de la cétone éthylénique et le radical méthyle de la cétone saturée.

Les résultats sont exprimés dans le tableau suivant :

Réactifs.	Produits obtenus.	Rdt %.
	Réaction selon (A).	
Méthyléthylcétone ($R = CH_3$) et pentène-3 one-2 ($R' = CH_3$, $R'' = H$)...	Triméthyl-3.5.6 cyclohexène-2 one-1 (I)	26
oxyde de mésityle ($R' = R'' = CH_3$)....	Tétraméthyl-3.5.5.6 cyclohexène-2 one-1 (II)	10
phényl-4 butène-3 one-2 ($R' = C_6H_5$, $R'' = H$)........................	Diméthyl-3.6 phényl-5 cyclohexène-2 one-1 (III)	24
Méthylbenzylcétone ($R = C_6H_5$) et pentène-3 one-2 ($R' = CH_3$, $R'' = H$)...	Diméthyl-3.5 phényl-6 cyclohexène-2 one-1 (IV)	80
oxyde de mésityle ($R' = R'' = CH_3$)....	Phényl-6 triméthyl-3.5.5 cyclohexène-2 one-1 (V)	73
phényl-4 butène-3 one-2 ($R' = C_6H_5$, $R'' = H$)..........................	Diphényl-5.6 méthyl-3 cyclohexène-2 one-1 (VI)	67
	Réaction selon (B).	
Propiophénone et oxyde de mésityle ($R' = R'' = CH_3$)....	Phényl-3 triméthyl-4.5.5 cyclohexène-2 one-1 (VII)	20
phényl-4 butène-3 one-2 ($R' = C_6H_5$, $R'' = H$)........................	Diphényl-3.5 méthyl-4 cyclohexène-2 one-1 (VIII)	30

Triméthyl-3.5.6 *cyclohexène*-2 *one*-1 (I), $C_9H_{14}O$. — Liquide; $É_{4,5}$ 85-86°; d_4^{25} 0,934; n_D^{25} 1,4820; *semicarbazone*, F 146° (méthanol).

Tétraméthyl-3.5.5.6 *cyclohexène*-2 *one*-1 (II), $C_{10}H_{16}O$. — Liquide; $É_{13}$ 118°; d_4^{25} 0,922; n_D^{25} 1,5112; *semicarbazone*, F 175-176° (acétate d'éthyle).

Diméthyl-3.6 *phényl*-5 *cyclohexène*-2 *one*-1 (III), $C_{14}H_{16}O$. — Liquide; $É_1$ 142°; d_4^{25} 1,042; n_D^{25} 1,5556; *semicarbazone*, F 210° (méthanol).

Diméthyl-3.5 *phényl*-6 *cyclohexène*-2 *one*-1 (IV), $C_{14}H_{16}O$. — Solide; $É_{14,5}$ 178°; F 81; (méthanol).

Phényl-6 *triméthyl*-3.5.5 *cyclohexène*-2 *one*-1 (V), $C_{15}H_{18}O$. — Solide; $É_1$ 127-130°; F 56-57° (méthanol).

Diphényl-5.6 *méthyl*-3 *cyclohexène*-2 *one*-1 (VI), $C_{19}H_{18}O$. — Solide; F 136° (méthanol).

Phényl-3 *triméthyl*-4.5.5 *cyclohexène*-2 *one*-1 (VII), $C_{15}H_{18}O$. — Liquide; $É_1$ 148°; d_4^{25} 1,031; n_D^{25} 1,5657; *semicarbazone*, F 211° (méthanol).

Diphényl-3.5 *méthyl*-4 *cyclohexène*-2 *one*-1 (VIII), $C_{19}H_{18}O$. — Solide; F 120° (méthanol).

Nous poursuivons l'étude de l'addition des méthylcétones saturées sur les méthylcétones éthyléniques afin de déterminer l'influence des substituants sur la structure de la cyclohexénone formée; la cyclodéshydratation se faisant dans certains cas [3] aux dépens de l'oxygène du groupement carbonyle de la cétone saturée.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) J. Colonge, J. Dreux et R. Chapurlat, *Comptes rendus*, 251, 1960, p. 252.

(2) R. Chapurlat et J. Dreux, *Comptes rendus*, 251, 1960, p. 1529.

(3) J. Dreux, *Bull. Soc. chim.*, 1954, p. 1443.

(*Faculté des Sciences, Institut de Chimie*, 93, *rue Pasteur, Lyon*, 7e.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des dérivés organocadmiens aliphatiques sur la benzoquinone.* Note (*) de Mlle **Monique Langlais**, MM. **André Buzas** et **Pierre Fréon**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'action du diéthylcadmium sur la paraquinone permet d'isoler l'éthylhydroquinone, par suite d'une addition du type 1 — 4 et aromatisation du noyau.

L'action des dérivés organomagnésiens sur les quinones est généralement assez complexe et conduit, le plus souvent, à des mélanges difficilement séparables. Cette action peut, en effet, se traduire par une addition, simple ou double, sur les groupements CO, ainsi que sur les systèmes conjugués cétoniques α, β-éthyléniques, constituant le cycle quinonique. Il se forme le plus souvent, en même temps, des huiles, résines ou goudrons provenant de diverses polymérisations, ainsi qu'une proportion importante du diphénol due à la réduction de la quinone.

Nous avons pensé simplifier la question en utilisant les dérivés organocadmiens, beaucoup moins réactifs, puisque généralement peu actifs sur les groupements C=O non spécialement activés ([1]). On peut ainsi envisager, *a priori*, deux genres d'action :

1° une addition normale, du type I-2, sur l'une seulement des deux fonctions C=O, activée par la présence de la deuxième, dont l'effet peut être transmis par les liaisons éthyléniques;

2° une addition du type I-4 sur l'un des deux systèmes conjugués susceptible de se trouver activé par l'autre.

Nous avons étudié l'action du diéthylcadmium, préparé par déplacement de l'organomagnésien, dans les conditions habituelles. La condensation avec la paraquinone a été effectuée au départ de 2 mol de bromure d'éthylmagnésium dosé, soit après déplacement par $CdCl_2$, 1 mol de diéthylcadmium. A la solution éthérée, il a été ajouté 1 mol de paraquinone également dissoute dans l'éther. La réaction, assez vive, provoque l'ébullition du solvant et l'on peut observer l'apparition de colorations très intenses, vraisemblablement dues à des phénomènes d'oxydoréduction entre composés quinoniques et phénoliques. La décomposition a été effectuée soit par l'acide sulfurique dilué, soit par l'eau seule, sans aucun changement des résultats. Après chasse du solvant, on obtient un produit brut brun et huileux, qui cristallise partiellement.

Une extraction à la soude diluée permet de séparer, en quantités sensiblement égales, une huile neutre brune, assez épaisse, incristallisable et vraisemblablement assez fortement polymérisée, d'où rien n'a pu être isolé et une fraction à caractère acide, que nous avons soumise à une chromatographie sur alumine neutre. On a pu ainsi en extraire deux produits solides incolores, fondant respectivement à 170 et 112°.

La fraction fondant à 170° est constituée par de l'hydroquinone. Nous l'avons identifiée par son point de fusion, en mélange avec un échantillon de ce produit et par l'identité des spectres infrarouges. Cette fraction

correspond à un rendement de 25 % environ, par rapport à la quinone initiale. Notons que cette formation est déjà classique dans l'action des organomagnésiens avec les quinones, même, comme c'est ici le cas, lorsque le dérivé organométallique est d'un type habituellement peu réducteur.

Quant à la fraction fondant à 112°, elle a été identifiée avec l'éthylhydroquinone, par point de fusion du mélange avec un échantillon reproduit par synthèse, selon (²). Il y a, de plus, identité rigoureuse entre les spectres infrarouges de ces deux composés.

La formation de l'éthylhydroquinone résulte très probablement d'une addition I-4, conduisant à un énolate (I), suivie d'une énolisation du deuxième groupement, aboutissant ainsi à l'aromatisation du noyau.

$$|\overline{O}|^{\ominus}-C\langle CH=CH-C(=O)-CH(C_2H_5)-CH=\rangle \;\xrightarrow{+H_2O}\; |\overline{O}-H-C\langle CH=CH-C(|\underline{O}-H)=C(C_2H_5)-CH=\rangle + OH^{\ominus}$$

(I)

En conclusion, l'action du diéthylcadmium sur la paraquinone permet d'obtenir directement, avec un rendement de 25 %, l'éthylhydroquinone. Il s'agit d'une addition simple du type I-4, sur l'un des deux groupements carbonylés éthyléniques conjugués, rendu vraisemblablement actif vis-à-vis des organocadmiens par la présence du deuxième. L'évolution vers la forme diphénolique favorisée par l'énergie de résonance du noyau est différente de ce qu'on observe généralement dans l'action des dérivés organomagnésiens :

1° en série aliphatique, où c'est au contraire l'énolate initial qui revient à la forme cétonique;

2° avec les quinones polynucléaires qui ont été le plus étudiées à ce sujet, et donnent généralement des mélanges assez complexes.

Dans l'un ou l'autre cas, ceci s'explique par la stabilité relativement plus grande de la forme cétonique, et ne peut donc être considérée comme une différence de réactivité du dérivé cadmien.

Notons, enfin, que nous n'avons isolé aucun produit résultant d'une addition du type I-2, et ceci est aussi contraire à ce qui se passe dans les deux cas ci-dessus, mais peut provenir d'une différence de réactivité des organocadmiens et magnésiens, bien que l'importance des huiles et résines non identifiables empêche d'établir un bilan complet.

(*) Séance du 13 novembre 1961.
(¹) *Voir* notamment : P. FRÉON et F. TATIBOUËT, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1361.
(²) CLEMMENSEN, *Berichte*, 47, 1914, p. 55.

(*Laboratoire de Chimie organique, Faculté des Sciences de Paris, Centre d'Orsay, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation de phosphonates à fonction carbonyle.* Note (*) de MM. **Henri Normant** et **Georges Sturtz**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le phosphite diéthylique sodé a été traité par divers éthers énoliques et cétals halogénés. Les composés obtenus ont été hydrolysés à froid. Ils ont conduit, avec un rendement quantitatif, aux phosphonates cétoniques.

L'abondante littérature sur les phosphonates $(RO)_2\underset{\substack{\downarrow\\ O}}{P}.R$ ne fait mention que de rares représentants à fonction cétone ou aldéhyde. Cependant la réactivité de ces groupements permet des modifications variées de la chaîne alcoylée et donne à ces composés un intérêt évident.

La phosphonation s'effectue par action d'un dérivé halogéné sur un phosphite sodé. Un réactif aussi basique interdit l'emploi des cétones halogénées $R.CO(CH_2)_nX$, tout au moins si $n \leq 4$ pour lesquelles les réactions sont anormales.

Si $n = 1$ (cétones α-halogénées) l'attaque nucléophile du carbonyle conduit souvent à un époxyde. C'est le cas des cyanures alcalins, c'est aussi celui des phosphites sodés :

$$(EtO)_2\underset{\substack{\downarrow\\ O}}{P}.Na + CH_3.CO.CH_2Cl \rightarrow (EtO)_2\underset{\substack{\downarrow\\ O}}{P}.\overset{\substack{CH_3\\ |}}{C}\underset{\diagdown O \diagup}{\text{——}}CH_2$$

réaction signalée pour la chloracétone ([1]), l'α-bromocamphre ([2]) l'α-chlorocyclohexanone ([3]), etc.

Si $n = 2$ il y a surtout enlèvement de HX.

Si $n = 3$ et 4 l'élimination du proton en α de CO conduit à un cycle en C_3 ou C_4.

Les substitutions nucléophiles deviennent normales si l'on s'adresse aux éthers énoliques ou aux acétals halogénés. Aux acétals α-halogénés, peu réactifs, on a substitué les éthers énoliques (I) qu'ils donnent par décomposition et qui présentent un halogène allylique.

$$-CH_2-C(OEt)_2\ \ CH_2Cl \rightarrow \underset{(I)}{-CH{=}C(OEt)-CH_2Cl}$$

Pour les autres cétones on a fait appel aux cétals cycliques (II)

$$\underset{(II)}{\left[\begin{matrix}-O\diagdown\\ -O\diagup\end{matrix}\right.\overset{\substack{CH_3\\ |}}{C}-(CH_2)_nX} \qquad (n = 2, 3, 4, 5)$$

qui réagissent régulièrement surtout pour $n > 2$. Le phosphite a été sodé en milieu ethéré ([4]). On lui ajoute ensuite du diméthylformamide puis, lentement, le dérivé halogéné. On élimine l'halogénure de sodium par centrifugation pour éviter toute hydrolyse et distille la solution obtenue.

Dans les tableaux suivants figurent les phosphonates (III) et (IV) ainsi obtenus.

Phosphonates $(EtO)_2P.R$ (→ O)

(III)

Composition.	R.	É/p.	n_D^t.	d_4^t.	Rdt (%).
$C_9H_{19}O_4P$...	$-CH_2.C(OEt)=CH_2$	98/0,1	1,4510/19	1,056	60
$C_{10}H_{21}O_4P$...	$-CH(CH_3).C(OEt)=CH_2$	102/0,1	1,4570/18	1,051	63
$C_{10}H_{21}O_4P$...	$-CH_2.C(OEt)=CH.CH_3$	100/0,1	1,4481/18	1,045	60
$C_{12}H_{23}O_4P$...	2-EtO-cyclohexényle	125/1	1,4728/18	1,087	55

$(EtO)_2P(\rightarrow O).(CH_2)_n.C(CH_3)(O-)(O-)$

(IV)

Composition.	n.	É/p.	n_D^t.	d_4^t.	Rdt (%).
$C_{10}H_{21}O_5P$...	2	128/0,1	1,4456	1,106	10
$C_{11}H_{23}O_5P$...	3	128/0,05	1,4490/18	1,101	80
$C_{12}H_{25}O_5P$...	4	138/0,05	1,4460/25,5	1,074	72
$C_{13}H_{27}O_5P$...	5	155/0,05	1,4491/22	1,064	75

Par la même méthode on a préparé à partir de $Cl.CH_2.CH_2.CH(OEt)_2$ le dérivé

$(EtO)_2P(\rightarrow O).CH_2.CH_2.CH(OEt)_2$ $(C_{11}H_{25}O_5P)$

(V)

($É_{0,1}$ 120°; n_D^{18} 1,4310; d_4^{18} 1,027)

Les phosphonates (III) et (IV) ont été hydrolysés à froid par HCl N/10. Ils ont donné, avec un rendement quantitatif, les cétophosphonates (VI) dont on a préparé les *p*.nitrophénylhydrazines (NPH).

$(EtO)_2P.R$ (→ O)

(VI)

Composition.	R.	É/p.	n_D^t.	d_4^t.	C % calc.	C % tr.	H % calc.	H % tr.	NPH F (°C)
$C_7H_{15}O_4P$...	$-CH_2.CO.CH_3$	98/1	1,4350/19	1,111	43,29	43,24	7,79	8,38	135
$C_8H_{17}O_4P$...	$-CH(CH_3).CO.CH_3$	82/0,05	1,4359/18	1,090	46,14	45,61	8,24	8,36	135
$C_8H_{17}O_4P$...	$-CH_2.CO.C_2H_5$	100/1	1,4361/18	1,084	46,14	45,84	8,24	8,56	143
$C_8H_{17}O_4P$...	$-(CH_2)_2.CO.CH_3$	103/0,05	1,4409/19	1,095	46,14	46,56	8,24	8,36	–
$C_9H_{19}O_4P$...	$-(CH_2)_3.CO.CH_3$	115/0,5	1,4420/18	1,074	48,69	48,92	8,63	8,76	138
$C_{10}H_{21}O_4P$...	$-(CH_2)_4.CO.CH_3$	119/0,05	1,4423/23	1,050	50,85	50,79	8,97	9,49	100
$C_{11}H_{23}O_4P$...	$-(CH_2)_5.CO.CH_3$	147/0,25	1,4410/23	1,028	52,77	52,98	9,26	9,25	88

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) B. A. Arbuzov, V. S. Vinogradova et N. A. Poleznaeva, *Izvest Akad Nauk S.S.S.R., Otdel khim Nauk*, 1959, p. 41-49.

(2) B. A. Arbuzov, V. S. Vinogradova et N. A. Poleznaeva, *Doklady Akad Nauk S. S. S. R.*, 121, 1958, p. 641.

(3) B. A. Arbuzov, V. S. Vinogradova et N. A. Poleznaeva, *Izvest Akad Nauk*, 1960, p. 832-841.

(4) G. M. Kosolapoff, *Organophosphorus compounds*, I, Willey and Sons, New-York, 1950, p. 194.

(*Faculté des Sciences, Sorbonne, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Isomérisation des N, N-éthylène N′-arylurées.* Note de MM. **Henry Najer**, **René Giudicelli**, **Jacques Menin** et **Claude Morel**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans le cadre de nos travaux ([1]), ([2]) sur les arylamino-2 oxazolines (I), nous nous sommes proposé de trouver une voie d'accès à ces composés différente de celle consistant à cycliser les N-aryl N′-β-chloroéthylurées (II) en milieu aqueux, employée jusqu'ici.

CH_2-CH_2 ; N, O ; C ; NH·R (I) $O=C(NH\cdot CH_2\cdot CH_2\cdot Cl)(NH\cdot R)$ (II) $(CH_2)_2>N\cdot CO\cdot NH\cdot R$ (III)

Schéma A.

Gabriel et Stelzner ([3]), chauffant la N, N-éthylène N′-phénylurée (II, $R=C_6H_5$) en milieu chlorhydrique concentré, isolent une base impure, en faible quantité, qu'ils présument être la phénylamino-2 oxazoline (I, $R=C_6H_5$). Notre attention fut à nouveau attirée sur cette méthode par un récent travail de Tisler ([4]) qui prépare un certain nombre d'arylamino-2 thiazolines (IV) par chauffage d'une N, N-éthylène N′-arylthiourée (V) dans l'acide chlorhydrique concentré.

CH_2-CH_2 ; N, S ; C ; NH·R (IV) $(CH_2)_2>N\cdot CS\cdot NH\cdot R$ (V)

Schéma B.

En reproduisant l'expérience de Gabriel et Stelzner, nous avons isolé, avec un rendement brut d'à peine 25 %, une base effectivement identifiée à la phénylamino-2 oxazoline (I, $R=C_6H_5$) mais dont nous n'avons pas réussi à séparer, malgré de nombreuses recristallisations, une substance analytiquement pure.

Nous avons donc essayé de réaliser la transposition des urées (III) en arylamino-2 oxazolines (I) dans des conditions plus satisfaisantes, en recherchant d'autres agents d'isomérisation que l'acide chlorhydrique.

Heine, Fetter et Nicholson ([5]) signalent que les aroyl-1 aziridines (VI), par un chauffage prolongé au sein de l'acétone en présence d'iodure de sodium ou de sulfocyanure de potassium, s'isomérisent, avec d'excellents rendements, en aryl-2 oxazolines (VII).

$Ar\cdot CO\cdot N<(CH_2)_2$ (VI) CH_2-CH_2 ; N, O ; C ; Ar (VII)

Schéma C.

Les N, N-éthylène N′-aryl urées (III), chauffées pendant 25 à 30 h avec un fort excès d'iodure de sodium dans l'acétone, ne produisent pas les arylamino-2 oxazolines (I) attendues, mais des aryl-1 imidazolidinones-2 (VIII), ces dernières identifiées, par leurs points de fusion et leurs spectres infrarouges, aux mêmes composés (VIII) préparés par cyclisation des N-aryl N′-β-chloroéthylurées (II) en milieu alcalin. Cette isomérisation s'expliquerait en admettant une ouverture du cycle de l'aziridine (III) et l'addition de l'iodure de sodium, suivies d'une tautomérisation, puis d'une cyclisation interne pour former l'imidazolidinone-2 (VIII) :

Schéma D.

Les N, N-éthylène N′-arylurées (III) chauffées pendant près de 30 h avec un fort excès de sulfocyanure de potassium dans l'acétone, ne se transposent pas en arylamino-2 oxazolines (I), mais forment des N-thiazolinyl N′-arylurées (X) qu'on isole sous forme de leurs sels potassiques, et qu'on libère de ces derniers par dissolution dans l'acide chlorhydrique dilué, puis alcalinisation par la soude à pH 6. Leur structure a été confirmée en les identifiant, par leurs points de fusion et leurs spectres infrarouges, aux mêmes composés préparés par action d'un isocyanate d'aryle sur l'amino-2 thiazoline. Cette réaction s'explique en admettant l'ouverture du cycle de l'aziridine (III) suivie de l'addition du sulfocyanure de potassium, d'où formation d'une imino-2 carboxamide-3 thiazolidine (IX) qui, sous l'effet de la chaleur, s'isomérise en N-thiazolinyl N′-arylurée (X).

Schéma E.

Ce mécanisme est en accord avec les observations de Gabriel et Colman (6) qui, en faisant agir l'acide thiocyanique sur la phényl-2 aziridine (XI), isolent la phényl-5 amino-2 thiazoline (XII), et de Fromm et Kapeller-Adler (7) qui montrent que l'imino-2 thiocarboxanilide-3 thiazolidine (XIII)

s'isomérise, sous l'effet de la chaleur, en N-thiazolinyl N'-phényl thiourée (XIV).

Schéma F.

Les N, N-éthylène N'-arylurées (III) utilisées au cours de ce travail se préparent presque quantitativement en mettant en présence, dans l'éther, des quantités équimoléculaires d'éthylèneimine et d'un isocyanate d'aryle.

Dans le tableau ci-dessous sont rassemblés les points de fusion de quelques N, N-éthylène N'-arylurées (III), aryl-1 imidazolidinones-2 (VIII) et N-thiazolinyl N'-arylurées (X), isolées au cours de ces recherches.

R.	(III) (°C).	(VIII) (°C).	(X) (°C).
Phényle	82-83 ([a])	162,5 ([b])	157-159
m-tolyle	70	138-139	144-145
p-tolyle	99	194-195 ([c])	170-171
o-chlorophényle	Huileux	181-182	175-176
m-chlorophényle	94,5 ([d])	121	182
p-chlorophényle	137-138 ([e])	178-179 ([f])	189-190
p-anisyle	115-116	210 ([g])	153-155
p-nitrophényle	175-176	245	225
Dichloro-2,5 phényle	86-87	176	160
Dichloro-3,4 phényle	103 ([h])	187	171
α-naphtyle	108-109	166-167 ([i])	185-186

([a]) F 82-83° ([4]); ([b]) F 162-163° ([8]); ([c]) F 196,3-197°,5 ([8]); ([d]) F 93,8-95°,2 ([9]); ([e]) F 134-135° ([9]); ([f]) F 178-179° ([1]); ([g]) F 211-212° ([8]); ([h]) F 103,5-104° ([9]); ([i]) F 180,4-181°,6 ([10]).

([1]) H. Najer, P. Chabrier et R. Giudicelli, *Bull. Soc. chim. Fr.*, 1959, p. 352.
([2]) H. Najer et R. Giudicelli, *Bull. Soc. chim. Fr.*, 1960, p. 1650.
([3]) S. Gabriel et R. Stelzner, *Ber. Chem. Ges.*, 28, 1895, p. 2936.
([4]) M. Tisler, *Archiv. Pharmacie*, 291, 1958, p. 457.
([5]) H. W. Heine, M. E. Fetter et E. M. Nicholson, *J. Amer. Chem. Soc.*, 81, 1959, p. 2202.
([6]) S. Gabriel et J. Colman, *Ber. Chem. Ges.*, 47, 1914, p. 1866.
([7]) E. Fromm et R. Kapeller-Adler, *Ann. Chem.*, 467, 1928, p. 240.
([8]) A. F. Mc Kay, N. R. R. Park et J. S. Viren, *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 3659.
([9]) B. C. Fischback et G. H. Harris, brevet américain n° 2.775.587 du 25 décembre 1956; *Chem. Abstr.*, 51, 1957, p. 9700 *e*.
([10]) B. M. Bloom, J. F. Gordocki, D. E. Hutchbon et G. D. Laubach, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 5072.

(Service de Recherches des Laboratoires Dausse, Paris.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les dérivés mono- et dinitrés de l'anhydride chloro-4 naphtalique.* Note de MM. **Nguyen P. Buu-Hoï**, **Pierre Jacquignon** et M[lle] **Colette Desjardin**, présentée par M. Marcel Delépine.

A partir du chloro-5 acénaphtène, on a préparé l'anhydride chloro-4 nitro-5 naphtalique et deux de ses isomères; par nitration de ces trois corps, on a obtenu ensuite trois anhydrides chloro-4 dinitronaphtaliques différents les uns des autres.

Dans plusieurs de nos publications, nous avions pu montrer que les anhydrides naphtaliques à la fois bromés et nitrés se comportent comme d'excellents accepteurs d'électrons, fournissant ainsi aisément des complexes équimoléculaires stables et fortement colorés avec les hydrocarbures aromatiques polycycliques, les indoles, les carbazoles, etc. [1]. Il était alors intéressant d'examiner le comportement, vis-à-vis des mêmes donneurs d'électrons, des anhydrides naphtaliques à la fois chlorés et nitrés.

Pour une telle étude, la matière première de départ qui nous a semblé le plus commode est le chloro-5 acénaphtène (I), que nous préparons selon la littérature [2] en faisant réagir le chlorure de sulfuryle sur l'acénaphtène en milieu chloroformique; le produit obtenu bout vers 171° sous 15 mm., et fond à 78°,5 après recristallisation dans l'éthanol (la littérature indique F 70°,5, et $É_{770}$ 319°). Par nitration du composé (I), on obtient le chloro-4 nitro-5 acénaphtène (II), fondant bien à 138° comme l'indique Farnell [3].

L'oxydation du composé (II) s'effectue de la façon suivante : A une solution de 20 g de cette substance dans 100 ml d'acide acétique glacial, on ajoute 20 g d'acide chromique, et le mélange est chauffé une demi-heure au reflux, puis ensuite 2 h au bain-marie pour parfaire l'oxydation. On verse dans l'eau, essore le solide formé, et le recristallise dans l'acide acétique, puis dans l'éthanol; on obtient ainsi, avec de bons rendements, l'*anhydride chloro-4 nitro-5 naphtalique* (III) sous forme de longues aiguilles jaune pâle, sublimables (à partir de 245°), et fondant à 290° ($C_{12}H_4O_5NCl$, calculé %, C 51,9; H 1,4; N, 50; Cl 12,6; trouvé %, C 52,2; H 1,4; N 4,9; Cl 12,9). Ce composé avait été signalé brièvement par Farnell, qui ne l'a toutefois pas caractérisé. En nitrant l'anhydride (III) ainsi obtenu (5 g), en milieu sulfurique (50 ml) par le mélange sulfonitrique (1,5 g d'acide nitrique $d = 1,49$ et 1,5 ml d'acide sulfurique) à 70° environ (4 h de chauffage), on obtient un *anhydride chloro-4 dinitro-5, x naphtalique* B, cristallisant de l'éthanol sous forme de fines aiguilles jaunâtres, F 248° ($C_{12}H_3O_7N_2Cl$, calculé %, C 44,7; H 0,9; trouvé %, C 44,3; H 1,2). Dans la molécule de ce composé, le second groupe nitro pourrait être fixé en position 3.

Un deuxième anhydride chloro-4 nitronaphtalique a été préparé par nitration directe de l'anhydride chloro-4 naphtalique, en milieu sulfurique,

au moyen d'acide nitrique $d = 1{,}49$, et à basse température ($< 30°$); cet *anhydride chloro-4 nitro-x naphtalique* A cristallise de l'acide acétique sous forme de fines aiguilles jaunâtres, F 230-231° ($C_{12}H_4O_5NCl$, calculé %, N 5,0; Cl 12,6; trouvé %, N 5,0; Cl 12,8). La nitration de l'anhydride chloro-4 naphtalique n'a donc pas eu lieu en position 5, la position la plus probable étant soit la position 3, soit la position 6. Lorsqu'on traite une solution de 5 g de l'anhydride chloro-4 nitro-x naphtalique ainsi préparé dans 50 cm³ d'acide sulfurique par 1,5 g d'acide nitrique (dissous dans 2 ml de H_2SO_4) et qu'on chauffe une demi-heure à 50°, on obtient un *anhydride chloro-4 dinitro-x, y naphtalique* B′ cristallisant du benzène en fines aiguilles jaunâtres, F 195-196° (les cristaux solvatés fondent déjà vers 171°), qui a déjà été signalé par deux auteurs polonais [4], lesquels indiquent F 193°. Dans la molécule de ce composé, il se peut que les groupements nitro occupent les positions 3 et 6 (formule IV); il n'est pas non plus impossible, étant donné

(I) (II)

(III) (IV)

le point de fusion relativement peu élevé du produit, qu'il s'agisse d'un mélange irrésoluble de deux anhydrides chloro-4 dinitronaphtaliques isomères.

Enfin, un troisième anhydride chloro-4 nitronaphtalique a pu être préparé par oxydation chromique en milieu acétique, d'un chloro-5 nitro-acénaphtène isomère du chloro-4 nitro-5 acénaphtène, et qui a été signalé dans la littérature comme fondant à 166°, et se formant en petites quantités dans la nitration du chloro-5 acénaphtène. L'oxydation nous a fourni cet *anhydride chloro-4 nitro-x naphtalique* A′ sous forme d'un produit cristallisant de l'acide acétique aqueux sous forme de fines aiguilles presque incolores, F 275° ($C_{12}H_4O_5NCl$, calculé %, C 51,9; H 1,4; trouvé %, C 51,8; H 1,7). Par nitration de cet anhydride selon la méthode utilisée pour ses isomères cités plus haut, on aboutit à un *anhydride chloro-4 dinitro-x, y naphtalique* B″, cristallisant de l'acide acétique aqueux sous forme de

fins prismes jaunâtres, F 236° ($C_{12}H_3O_7N_2Cl$, calculé %, C 44,7; H 0,9; trouvé %, C 44,3; H 1,1).

Les six anhydrides naphtaliques chlorés et nitrés ainsi préparés se montrent d'excellents accepteurs d'électrons, comme nous le détaillerons dans un autre Recueil.

(1) *Voir* par exemple, N. P. Buu-Hoï et P. Jacquignon, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1909.

(2) H. Crompton et M. Walker, *J. chem. Soc.*, 101, 1912, p. 958.

(3) G. Farnell, *J. chem. Soc.*, 123, 1923, p. 60.

(4) K. Dziewoński et M. Zakrzewska-Baranowska, *Bull. Acad. Pol.*, A, 1927, p. 67.

(*Institut des Substances Naturelles, Gif-sur-Yvette, S.-et-O.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Transfert du groupement formyle des hydroxyméthylène-cétones*. Note de M. **Louis Maurice Roch** et Mlle **Nicole Boulay**, présentée par M. Marcel Delépine.

Il est possible de passer du dérivé hydroxyméthylénique ou α formylé d'une cétone, au dérivé α formylé d'une autre cétone par transfert du groupement formyle (—CHO) entre deux molécules différentes. Cette réaction de transfert confirme la réversibilité de l'ensemble du processus des réactions de Claisen dans certaines conditions expérimentales.

L'un de nous a montré (1) que la formylation des cétones du type $R—CH_2—CO—CH_3$ pouvait s'effectuer soit sur le carbone 1, soit sur le carbone 3 de la cétone. Le phénomène d'orientation qui n'est pas complètement élucidé, peut être attribué, entre autres, étant donné le caractère ionique et réversible (2) des réactions élémentaires intervenant dans les condensations de Claisen, à une transformation ultérieure dans les milieux polaires d'un dérivé en l'autre suivant le schéma simplifié (I) :

$$\text{(I)}\qquad R—CH_2—CO—CH{=}CHONa \rightarrow R—\underset{\underset{CHONa}{\|}}{C}—CO—CH_3$$

Le schéma implique un transfert du groupement formyle à l'intérieur d'une molécule : c'est un processus intramoléculaire. Mais le même résultat peut être obtenu par des voies plus complexes faisant intervenir plusieurs molécules, donc par un processus intermoléculaire. Pour vérifier expérimentalement cette éventualité, nous avons étudié le transfert du groupement formyle entre deux molécules différentes suivant le schéma simplifié (II) :

$$\text{(II)}\quad R—CO—CH{=}CHONa + R'—CO—CH_2—R'' \rightarrow R—CO—CH_3 + R'CO—\underset{\underset{CHONa}{\|}}{C}—R''$$

qui représente le passage du dérivé hydroxyméthylénique d'une cétone au dérivé correspondant d'une autre cétone.

Nous avons constaté que dans certaines conditions expérimentales, ce transfert était possible.

Ainsi le dérivé sodé de l'hydroxyméthylène propanone :

$$CH_3—CO—CH{=}CHONa \quad \text{(notes 1 et 2)}$$

chauffé avec la propiophénone en présence d'éthanol anhydre (24 h à 60°) conduit au dérivé sodé de l'hydroxyméthylène propiophénone :

$$CH_3-CO-CH=CHONa + C_6H_5-CO-CH_2-CH_3 \rightarrow CH_3-CO-CH_3 + C_6H_5-CO-\underset{\underset{CHONa}{\|}}{C}-CH_3$$

Le dérivé libre, isolé en fin de traitement, recristallisé dans l'éther fond à 120°, Rdt 24 % (note 3).

En remplaçant la propiophénone par la pentanone-3 (diéthylcétone) on obtient par un traitement analogue le dérivé sodé de l'hydroxyméthylène-2 pentanone-3 :

$$CH_3-CO-CH=CHONa + C_2H_5-CO-CH_2-CH_3 \rightarrow CH_3-CO-CH_3 + C_2H_5-CO-\underset{\underset{CHONa}{\|}}{C}-CH_3$$

En fin de traitement, on isole le dérivé libre : $\acute{E}_{18}$ 55°, Rdt 14 % (note 3) qui a été identifié.

Nous avons effectué des réactions de transfert analogues à partir du sel de sodium de la formyl-1 méthyl-4 pentanone-2 :

$$(CH_3)_2CH-CH_2-CO-CH=CHONa$$

et à partir du sel de sodium de la formyl-1 diméthyl-3.3 butanone-2 (formylpinacolone) $(CH_3)_3C-CO-CH=CH\,ONa$. En présence de propiophénone, nous avons obtenu la formyl propiophénone avec des rendements comparables à ceux indiqués plus haut.

Les résultats observés semblent confirmer la réversibilité du processus réactionnel des condensations de Claisen.

La transformation : formyl propanone → formyl-pentanone-3 peut être schématisée par les deux équilibres A et B :

$$[CH_3-CO-CH=CHO-]^- + 2\,C_2H_5OH \rightleftharpoons CH_3-CO-CH_3 + [C_2H_5O-]^- + HCOOC_2H_5 \quad (A)$$

$$C_2H_5-CO-CH_2-CH_3 + [C_2H_5O-]^- + HCOOC_2H_5 \rightleftharpoons [C_2H_5-CO-C(CH_3)=CHO-]^- + 2\,C_2H_5OH \quad (B)$$

Au cours du traitement, nous avons constaté la présence des deux cétones, des deux dérivés formylés et du formiate d'éthyle. La connaissance de la composition de ce mélange en fin de réaction doit permettre de préciser le mécanisme des condensations de formylation ainsi que le rôle du solvant dans l'orientation de ces réactions.

L'évaluation précise des proportions des dérivés formylés obtenus est indispensable à une étude approfondie de la réaction.

Nous poursuivons nos recherches sur l'évaluation de ce rapport par divers procédés chimiques et physiques.

Note 1. — Le dérivé sodé utilisé est le produit brut obtenu par condensation de l'acétone sur le formiate d'éthyle en présence de sodium pulvérisé dans l'éther, séché et conservé sur le P_2O_5 dans le vide.

$$CH_3{-}CO{-}CH_3 + Na + HCOOC_2H_5 \rightarrow CH_3{-}CO{-}CH{=}CHONa + C_2H_5OH$$

Note 2. — La pureté du dérivé brut varie entre 60 et 90 %.

Note 3. — Le rendement est calculé sans tenir compte de la pureté du dérivé sodé (*voir* note 2).

(1) L. M. Roch, *Ann. Chim.*, 13, n° 6, 1961, p. 105.
(2) W. Dieckmann, *Ber.*, 33, 1900, p. 2670.

(*Laboratoire de Chimie, École Normale supérieure,*
24, *rue Lhomond, Paris,* 5e.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherches sur le dichroïsme circulaire optique. Étude des époxy-stéroïdes α-cétoniques.* Note de MM. **Maurice Legrand, Roger Viennet** et **Jacques Caumartin**, présentée par M. Léon Velluz.

La mesure du dichroïsme circulaire permet de résoudre d'une manière simple le problème de l'orientation des époxydes en α d'une cétone et, accessoirement, en α d'un hydroxyle facilement oxydable. Il contribue ainsi à alléger le travail chimique dans les synthèses stéréospécifiques faisant appel à ce type d'intermédiaire. C'est, par ailleurs, un moyen de dosage commode d'une fonction assez peu différenciée par d'autres méthodes, l'infrarouge en particulier.

La détermination de la configuration des époxycétones est un problème souvent posé en synthèse stéréospécifique. Pour tenter de le résoudre au moyen d'une détermination physique, nous avons étudié le dichroïsme circulaire [1] de quelques époxystéroïdes α-cétoniques dont la configuration était déjà connue ou avait été déterminée par une méthode indirecte.

Les époxydes que nous avons ainsi examinés correspondent :

— aux 4.5-époxydes β (I, F 117°, $[\alpha]_D$ + 122° en $CHCl_3$) et (II, F 157°, $[\alpha]_D$ + 141° en $CHCl_3$) précédemment décrits [2], [3];

— au 4.5-époxyde α (III, F 127°, $[\alpha]_D$ + 37° en $CHCl_3$), obtenu à partir du benzoate de testostérone suivant la méthode de Bergmann [4];

— aux 5.6-époxydes α (IV, F 185°, $[\alpha]_D$ + 80° en $CHCl_3$) et β (V, F 170°, $[\alpha]_D$ — 9° en $CHCl_3$) précédemment décrits [4];

— aux 9.10-époxydes α (VI, F 140°, $[\alpha]_D$ + 114° en $CHCl_3$) et β (VII, F 98°, $[\alpha]_D$ + 12° en EtOH), intermédiaires de la synthèse totale stéroïde précédemment étudiée dans nos laboratoires [5]. Le dérivé VI fournit par cyclisation un 9.10-époxyde de nor-testostérone (VIII, F 174°, $[\alpha]_D$ + 114° en MeOH), dont nous avons déterminé l'orientation α par analyse aux rayons X [6]. Le dérivé VII, par une cyclisation analogue, conduit à un isomère (IX, F 214°, $[\alpha]_D$ + 69° en $CHCl_3$), dont l'orientation β a été prouvée par dichroïsme circulaire. Ce produit fournit une courbe positive analogue à celle d'un 3-céto stéroïde normal de la série cholestane [1], montrant que l'orientation en 10 est bien β.

I II III IV V

VI → VIII   VII → IX

1. Les figures 1 et 2 présentent les courbes de dichroïsme circulaire des dérivés (I) à (VII) ainsi que celles des cétones saturées parentes dont l'orientation à la jonction des cycles est la même que celle des époxydes considérés.

La présence de l'époxyde déplace le maximum d'absorption d'environ 15 mμ vers les grandes longueurs d'onde. Le signe est, d'une manière générale, opposé à celui de la cétone parente et l'amplitude, particulièrement pour les époxydes (I), (II), (IV) et (VI), n'a aucun rapport avec le composé cétonique parent. De plus, l'orientation de la fonction époxyde semble déterminer à elle seule le signe du dichroïsme. On remarque en effet que si, par des retournements appropriés, on dispose les figures représentatives des molécules étudiées de manière à faire apparaître toujours un enchaînement du type 3-cétostéroïde, le signe du dichroïsme et, plus généralement, la forme de la courbe correspondent à ceux du 3-céto 4.5-époxystéroïde dont la fonction époxyde a la même orientation que celle présentée par la figure retournée du produit étudié, et ceci indépendamment de l'orientation du centre équivalent au centre 10.

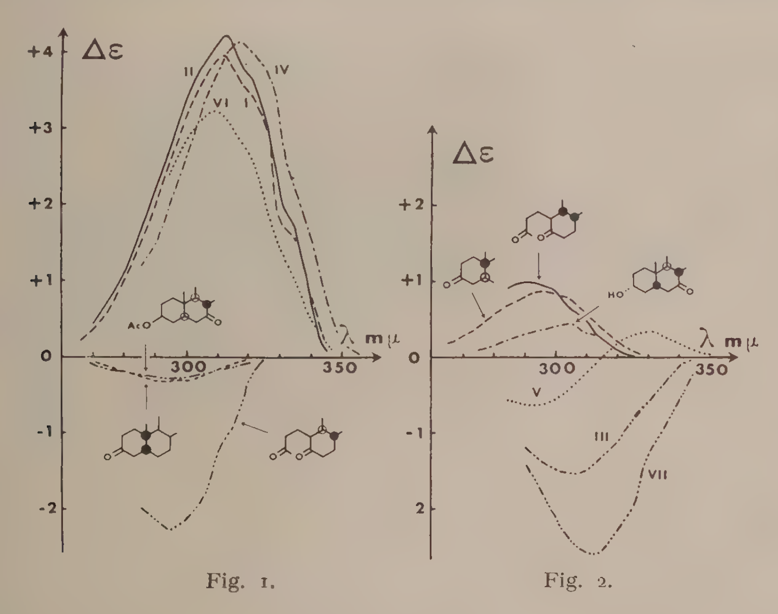


Fig. 1. Fig. 2.

2. L'ensemble de ces propriétés rappelle le comportement des α-halogénocétones [7] dans lesquelles l'halogène occupe une position polaire. Toutefois, la règle de l'octant ne semble pas s'appliquer ici, si l'on suppose une conformation demi-chaise pour le cycle époxyde comme il est communément admis [8]. A titre d'exemple, nous avons représenté ci-contre la projection du premier cycle des époxydes (I) (*fig.* 3) et (III) (*fig.* 4).

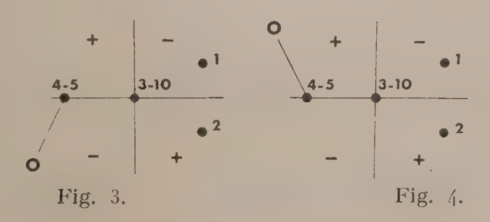


Fig. 3. Fig. 4.

On voit que l'oxygène de l'époxyde se trouve dans des octants qui devraient normalement conduire à des signes opposés à ceux trouvés. Une explication possible de cette anomalie peut être avancée en considérant la faible densité électronique autour de l'oxygène dans les époxydes et la présence d'une concentration importante d'électrons peu liés au-dessus de la liaison C—C dans le plan de l'époxyde, donnant du reste à cette fonction certaines propriétés des doubles liaisons. Si l'on considère, non plus l'atome d'oxygène, mais ces électrons peu liés, comme responsables de l'activité optique des céto-époxydes, il est évident que la règle de l'octant est applicable.

Quelle que soit la valeur de l'hypothèse précédente, il n'en reste pas moins possible d'après le signe du dichroïsme d'un α-céto époxyde cyclique de déterminer l'orientation de la fonction époxyde.

(1) L. Velluz et M. Legrand, *Angew. Chem.*, 73, 1961, p. 603.

(2) Pl. A. Plattner, H. Heusser et A. B. Kulkarni, *Helv. Chim. Acta*, 31, 1948, p. 1822.

(3) H. J. Ringold, E. Batres, O. Mancera et G. Rosenkranz, *J. Org. Chem.*, 21, 1956, p. 1432.

(4) W. Bergmann et M. B. Meyers, *Ann. Chem.*, 620, 1959, p. 46.

(5) L. Velluz, G. Nominé et J. Mathieu, *Angew. Chem.*, 72, 1960, p. 725.

(6) Cl. Ayphassorho et M. Legrand, *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 684.

(7) C. Djerassi, *Optical Rotatory Dispersion*, Mc Graw-Hill, New York, 1960.

(8) R. E. Parker et N. S. Isaacs, *Chem. Rev.*, 59, 1959, p. 737.

(*Centre de Recherches Roussel-Uclaf, Paris, 7e.*)

CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur l'épitaxie du type* (111) *de certains halogénures alcalins sur le mica muscovite.* Note (*) de Mlle **Michèle Roche** et M. **Robert Montmory**, transmise par M. Louis Néel.

Par sublimation-condensation dans l'air d'halogénures sur mica muscovite, nous avons mis en évidence de nouveaux cas d'épitaxie et montré le rôle joué par la cinétique du phénomène dans la formation des dépôts.

Certaines expériences de L. Royer [1] et N. D. Lisgarten [2] sur l'épitaxie des halogénures alcalins du type NaCl sur mica muscovite ont été reprises en opérant non à partir de solutions mais par sublimation-condensation dans l'air. L'intérêt de cette méthode a été montré en particulier par J.-C. Monier [3].

Les sels suivants : KI, KCl, NaCl, KF, LiCl, NaF ont été choisis pour disposer d'un éventail paramétrique important : en effet, le paramètre a_0 de ces sels varie entre 7,05 et 4,62 Å.

Dans nos conditions expérimentales (régime dynamique, sursaturation faible, température du support non uniforme), les cristaux s'accolent sur le mica à la fois sur les plans (111) et (001) le plus souvent en plages séparées. Dans le premier cas, ils se présentent sous la forme classique de pyramides à base triangulaire. Nous n'exposerons dans cette Note que nos résultats d'épitaxie du type (111).

Le tableau ci-dessous résume toutes les épitaxies obtenues.

a. Il montre en particulier qu'une orientation « parallèle » A_1 a été obtenue pour tous les halogénures étudiés quel que soit le paramètre a_0 alors que dans les expériences de L. Royer et de N. D. Lisgarten une telle épitaxie ne se produisait que pour des sels dont le paramètre a_0 était compris entre 7,05 et 6,28 Å (Royer) ou entre 7,05 et 5,63 Å (Lisgarten).

L'existence de ces épitaxies n'apporte aucune infirmation à la règle d'accord paramétrique de Royer, car on peut toujours trouver sur une rangée une maille simple ou multiple simple du support qui soit en concordance à quelques pour-cent près avec une autre maille du dépôt,mais elles montrent que les expériences de Royer et de Lisgarten ne correspondent qu'à un cas limite (sursaturation presque nulle, vitesse de formation des germes très lente) des conditions de formation des dépôts épitaxiaux.

b. L'orientation « perpendiculaire » A_2 ne s'obtient que pour les trois sels KCl, NaCl, KF, mais pas pour KI, LiCl et NaF. Cette orientation n'a pas été obtenue lorsqu'il existe une épitaxie A_1 très favorable au sens large de Royer (mailles simples ou multiples simples). Cette remarque paraît se généraliser : en effet, d'après les résultats de N. D. Lisgarten à partir des solutions, on remarque que l'épitaxie A_2 n'a été obtenue que pour des sels de paramètre a_0 compris entre 6,59 et 5,63 Å pour lesquels l'épitaxie A_1 se fait avec des conditions d'accord supérieures à 10 %.

Sel.	Paramètre a_0.	Orientation A_1. Écart ionique.		Orientation A_2. Écart ionique.		Orientation A_3.
		Exemple valable pour les trois sels suivants : $\frac{\{K^+ - K^+\}_{[110]KI} - \{K^+ - K^+\}_{[100]mica}}{\{K^+ - K^+\}_{[100]mica}}$		Exemple valable pour les trois sels suivants : $\frac{2\{K^+ - K^+\}_{[01\bar{1}]KI} - \{K^+ - K^+\}_{[010]mica}}{\{K^+ - K^+\}_{[010]mica}}$		
KI.....	7,05	Oui	− 4 %	Non	+ 10 %	Non
KCl....	6,28	»	− 14	Oui	− 1	»
NaCl...	5,63	»	− 23	»	− 11	Oui
						$\frac{\{Na^+ - Na^+\}_{[3\bar{2}1]} - 2\{K^+ - K^+\}_{[100]mica}}{2\{K^+ - K^+\}_{[100]mica}} = 1\%$
		Exemple valable pour les trois sels suivants : $\frac{3\{K^+ - K^+\}_{[110]KF} - 2\{K^+ - K^+\}_{[100]mica}}{2\{K^+ - K^+\}_{[100]mica}}$		Exemple valable pour les trois sels suivants : $\frac{\{K^+ - K^+\}_{[11\bar{2}]KF} - \{K^+ - K^+\}_{[100]mica}}{\{K^+ - K^+\}_{[100]mica}}$		
KF.....	5,34	Oui	+ 11 %	Oui	17 %	Non
LiCl....	5,13	»	+ 4	Non	20	»
NaF..	4,62	»	− 5	»	10	»

Dans le cas du chlorure de sodium où ni l'une ni l'autre des deux épitaxies A_1 et A_2 ne présentent d'après le tableau I aucun caractère très favorable, il apparaît un troisième type d'épitaxie.

c. Des expériences sont en cours pour séparer dans cette étude les paramètres faisant intervenir l'état de surface du support (marches de clivage, dislocations, etc.), de ceux propres aux conditions de formation des dépôts (sursaturation, vitesse de formation des germes et de croissance des cristaux).

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) L. ROYER, *Recherches expérimentales sur l'épitaxie ou l'orientation mutuelle des cristaux d'espèces différentes* (*Thèse*, Paris, 1928).

(2) N. D. LISGARTEN, *Trans. Faraday Soc.*, 50, 1954, p. 184.

(3) J.-C. MONIER, *Thèse*, Masson, Paris, 1954 (*Bull. Soc. Min. Crist.*, p. 1183).

(*Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.*)

GÉOLOGIE. — *Situation des argiles scaglioses dans les monts péloritains* (*Sicile*). Note de M. **René Truillet**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La position des argiles scaglioses sur des terrains antérieurs à l'Oligo-Miocène n'est pas due à une phase d'érosion précédant leur mise en place, mais à des glissements récents.

Sur la feuille n° 253 de la carte géologique d'Italie au 1/100 000ᵉ, les argiles scaglioses (A. S.) (1), notées e_2, reposent généralement sur une formation notée e_1, actuellement considérée comme Oligo-Miocène (2); mais ces argiles peuvent également reposer sur des terrains antérieurs. Ainsi, dans la moitié Est de la carte, de nombreux lambeaux d'A. S. reposent sur le granite porphyroïde. La carte proposée par L. Ogniben (3) présente les mêmes particularités. Ces documents suggèrent que les A. S. se sont mises en place à la suite d'une importante phase d'érosion, qui aurait localement érodé de grandes épaisseurs d'Oligo-Miocène. Mais une telle interprétation peut être rejetée pour les raisons suivantes :

1° Sur certaines coupes, l'Oligo-Miocène, grossier à la base, devient, lorsqu'on monte dans la série, de plus en plus fin et argileux, avec des passées d'argiles varicolores, micacées ou non, puis la composante détritique disparaît et l'on n'observe plus que les A. S. typiques, comprenant de nombreux blocs exotiques : le passage vertical semble donc bien continu entre la sédimentation détritique basale de l'Oligo-Miocène et la mise en place des A. S.,.

2° Si l'on tient compte de la répartition actuelle des affleurements, il faut exclure l'hypothèse d'un décapage partiel de l'Oligo-Miocène par des courants sous-marins.

3° De même, il est difficile d'admettre un arrachage de l'Oligo-Miocène sous l'action mécanique des A. S. en cours de déplacement; on ne retrouve nulle part de lambeaux d'Oligo-Miocène emballés dans les A. S..

Des observations récentes, ainsi que de nombreuses études particulières [(3) à (6)] ont montré que les A.S. sont très mobiles et en voie de glissement incessant. C'est en considérant l'importance et l'ampleur que peuvent prendre ces glissements qu'il devient possible d'expliquer la position particulière des A.S. péloritaines.

Une étude structurale détaillée de la série Oligo-Miocène dans la région de Novara di Sicilia (7) montre les faits suivants : à l'Est du Monte Ritagli di Lecca (8), à plus de 1 100 m, des A.S. reposent sur des phyllades. Comme toujours en pareil cas, il n'est pas possible d'observer la nature du contact car les A.S. s'éboulent et glissent. Au-dessus de ces A.S. et atteignant une cote de 1 209 m, affleure un important lambeau de Miocène post-nappe (9) à pendage 20° Nord-Ouest. Dans le Torrente S.Giorgio, au Nord de Novara

di Sicilia, un affleurement important du même Miocène post-nappe, à l'état de paquets éboulés et glissés, descend jusqu'à la cote 460 m. Ce glissement, de 2 km au minimum, a dû se produire pour une part sur les A.S.; dans la dernière partie du trajet, il s'est effectué sur les phyllades.

3 km à l'Est-Nord-Est de Castroreale [10], dans les Contrade Comune et Romano, une petite dépression creusée dans les micaschistes et allongée Nord-Est - Sud-Ouest, est remplie d'A.S. Ces A.S. reposent directement sur les micaschistes, dont la partie supérieure est mylonitisée. 300 m au Sud -Sud-Ouest de la dépression, à Casa Praga (cote 447), un mamelon est constitué d'Oligo-Miocène conglomératique de base. Ce conglomérat représente un témoin, épargné par l'érosion, de la série Oligo-Miocène qui devait recouvrir les micaschistes.

Au Castello di Margi [11], les A.S. reposent, soit sur de l'Oligo-Miocène, soit sur des micaschistes. Le Miocène post-nappe, superposé, comme il est de règle, aux A.S., forme un vaste lambeau bien stratifié et subhorizontal. Au Nord-Ouest de ce lambeau et contre celui-ci, un bloc du même Miocène post-nappe pend de 60° vers l'Est - Sud-Est. Sa séparation du lambeau principal et son basculage n'ont pu s'effectuer sur place sous l'action d'une faille ou de plissements, dont il n'existe aucune autre trace. Il nous faut donc admettre un glissement sur les A.S. du vaste lambeau dont un coin se serait secondairement détaché.

Ces exemples montrent qu'on peut expliquer par glissements récents, dans une région en cours d'érosion, la superposition locale des A.S. au socle; ces glissements offrent au moins localement une grande ampleur. Il est donc extrêmement probable que les A.S. se sont mises en place sur l'Oligo-Miocène dans tous les monts péloritains.

(1) Encore nommées Argiles Varicolores (A. V.) par A. CAIRE, L. GLANGEAUD et C. GRANDJACQUET, *Bull. Soc. géol. Fr.*, (7), 2, 1960, p. 915-938.

(2) A. CAIRE et M. MATTAUER, *Comptes rendus*, 251, 1960, p. 1804.

(3) L. OGNIBEN, *Riv. Min. Sicil.*, 11, nos 64-65, 1960, p. 183-212.

(4) B. ACCORDI, *Bol. Serv. Geol. d'Italia*, 79, 1957, p. 929-949.

(5) S. MOTTA, *Ibid.*, 79, 1957, p. 427-437.

(6) O. PATA, *Ibid.*, 79, 1955, p. 59-112.

(7) Cette région de Novara di Sicilia fera l'objet d'une Note ultérieure détaillée.

(8) Carte topographique au 1/25 000e, feuille 262, IV, Nord-Est.

(9) A. CAIRE, *Comptes rendus*, 251, 1960, p. 3013.

(10) Carte topographique au 1/25 000e, feuille 253, II, Nord-Ouest.

(11) 3 km à l'Est - Sud-Est de Bafia sur la feuille au 1/25 000e, feuille 253, II, Sud-Ouest.

(*Laboratoire de Géographie physique*
et Géologie dynamique de la Sorbonne.)

GÉOLOGIE. — *Conclusions de recherches géologiques dans le Val d'Aoste; tectonique* ([1]). Note de M. **André Amstutz**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Récapitulons sous ce titre les connaissances et notions *nouvelles* qu'apporte mon travail dans le val d'Aoste, et nous verrons en même temps les transformations profondes qu'elles impliquent dans ce qu'on connaissait ou pensait de la structure, du mode de formation, et de la pétrographie des Alpes.

1. Les vastes et classiques recouvrements Saint-Bernard/Mont-Rose sont antérieurs aux déversements Sesia et résultent des premiers grands mouvements de la tectogenèse alpine. Les attribuer à une phase tectogène tardive, comme on l'a fait d'une manière si générale pendant une quarantaine d'années et comme certains géologues continuent à le faire aujourd'hui encore, c'est aboutir à une conception illogique, pleine de contradictions, et c'est maintenir la géologie alpine dans une impasse. Tandis qu'en les concevant comme des *déversements de masses Saint-Bernard dans une fosse Mont-Rose lors d'une première phase tectogène, à la fin du Jurassique*, on les insère d'une manière simple et logique dans la tectogenèse alpine et l'on voit cette notion (tout à fait nouvelle lorsque je l'ai énoncée en 1949) pleinement confirmée par les retroussements qui caractérisent les écailles Saint-Bernard près de la mine et en d'autres endroits de la vallée de Cogne (retroussements évidemment dus au passage des masses Sesia lors d'une deuxième phase tectogène).

2. A l'ajustement isostatique qui a formé la coupole Grand-Paradis est due l'inversion de pendage des recouvrements SB/MR. Au lieu des inclinaisons qui ont permis aux masses SB de fluer dans la fosse MR, on a aujourd'hui ces pendages Nord qui caractérisent les vallées de Cogne et de Valsavaranche.

3. La nappe Emilius ne doit plus être envisagée comme une simple masse de roches prétriasiques d'âge indéterminé et son mode de formation n'est plus un problème irrésolu. Elle est faite de plusieurs grandes écailles : à la base, une écaille mésozoïque en majeure partie ophiolitique et, au-dessus, des écailles permocarbonifères avec copeaux de trias calcaire entre elles. Et sa structure imbriquée provient vraisemblablement de subductions cisaillantes *éocrétacées*, faites successivement et côte à côte dans la zone Sesia; cette structure s'étant *grosso modo* maintenue lors d'un glissement en bloc, en paquet, sur les sédiments mésozoïques (marnes se transformant en schistes lustrés) du complexe Saint-Bernard/Mont-Rose, pendant la période d'écoulement qui a fait suite aux subductions. Il est plus que probable, en effet, qu'il y a eu ici un processus créateur de nappes analogue à celui que j'ai mis en évidence dans l'aire des nappes simploniques ([2]) : subductions cisaillantes (*phénomène primordial*) suivies d'écoulement par gravité

dans la dépression créée par les subductions elles-mêmes (*phénomène complémentaire et amplificateur*).

4. Les plis en S ou en Z qui caractérisent le bord méridional et le bord occidental de la nappe Emilius ont été très bien remarqués par Em. Argand, qui les reliait les uns aux autres par une « giration » et les considérait donc comme contemporains. Mais, en dissociant complètement ces plis, j'attribue celui du bord sud, pli longitudinal, à un cheminement plus rapide des parties supérieures de la nappe (*cf.* la complication du Monte Leone), tandis que les plis transversaux du bord ouest *et de l'intérieur* de la nappe sont, à mon sens, postérieurs et résultent vraisemblablement d'un écoulement latéral dû au soulèvement que montre la masse paléozoïque du bas de la vallée de Cogne (*cf.* le pli transversal d'Antronapiana).

5. La genèse du géosynclinal alpin ressort des faits suivants :

a. Le trias calcaréo-dolomitique, lagunaire ou néritique, est d'épaisseur restreinte dans la zone Grand-Paradis-Mont-Rose et il fait même complètement défaut dans la partie médiane de cette zone, remplacé à la base de la série mésozoïque par des ophiolites; tandis que ce trias est au contraire bien développé dans la zone Saint-Bernard.

b. La proportion d'ophiolites est beaucoup plus grande dans le Mésozoïque Grand-Paradis-Mont-Rose que dans le Mésozoïque Saint-Bernard.

Or, la proportion d'ophiolites correspond évidemment à l'importance du volcanisme basaltique géosynclinal, qui est lui-même fonction directe de l'intensité des fissurations de l'écorce terrestre que créent les distensions ou étirements de cette écorce. Et il appert donc, dans ces conditions de répartition des ophiolites et des calcaires dolomitiques, que non seulement la zone Mont-Rose s'est affaissée et immergée d'une manière relativement rapide, dès le début du géosynclinal alpin, mais qu'elle s'est en même temps étirée et fissurée intensément, de bas en haut de l'écorce terrestre, pour livrer passage au magma basaltique subcrustal. Autrement dit, c'est dans la zone Mont-Rose que s'est rapidement établie la fosse principale du géosynclinal alpin, avec un fort volcanisme basaltique; tandis que régnaient des conditions épicontinentales dans l'avant-pays, des conditions intermédiaires dans la zone Saint-Bernard, et, dans la zone Sesia, un affaissement et un volcanisme apparemment moindres que dans la zone Mont Rose. On voit donc nettement que les conditions préliminaires du *déversement Saint-Bernard dans la fosse Mont Rose lors d'une première phase tectogène* étaient réalisées dès le début du géosynclinal alpin, et l'on voit aussi tout ce qu'il y a d'absurde dans la *Reliefumkehrung* que certains géologues invoquent aujourd'hui encore.

6. En plus des différences précédentes dans le Mésozoïque des zones Mont Rose et Saint-Bernard, je dois mettre en évidence celles-ci :

a. Des calcaires gris plus ou moins micacés s'intercalent très fréquemment entre calcaires dolomitiques et schistes lustrés de la zone Saint-Bernard, tandis que la transition est toujours brusque dans la zone Mont Rose.

b. Des schistes lustrés conglomératiques et bréchiques apparaissent dans la zone Saint-Bernard, tandis que je n'en ai jamais rencontré lors de mes levés dans la zone Mont-Rose.

Ceci résulte évidemment d'un approfondissement beaucoup moindre de la zone Saint-Bernard, et corrobore ce qui a été dit plus haut à propos d'évolution du géosynclinal et de Première phase tectogène.

(1) Conclusions extraites d'une *Notice pour une Carte géologique au* 1/25 000e *de la vallée de Cogne et de quelques autres espaces au Sud d'Aoste* qui paraîtra dans le prochain fascicule des *Archives des sciences*, périodique de la Société de physique et d'histoire naturelle de Genève.

(2) *Arch. Sc.*, 1954; *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2531.

GÉOLOGIE. — *Découverte d'Ophiolites des Schistes Lustrés à la base de la nappe du Flysch à Helminthoïdes en Haute-Ubaye (Basses-Alpes).* Note (*) de M. **Claude Kerckhove**, transmise par M. Léon Moret.

Des levés cartographiques détaillés entrepris parallèlement à une étude sédimentologique du Flysch à Helminthoïdes en Embrunais-Ubaye [1] m'ont permis de découvrir, durant l'été 1961, plusieurs affleurements d'Ophiolites jalonnant la base de cette formation aux environs de Saint-Paul-sur-Ubaye (Basses-Alpes).

Le groupe principal, découvert en premier lieu, se situe dans les alpages qui dominent le hameau de Petite Serenne (commune de Saint-Paul) au Nord de l'Ubaye, entre 2 250 et 2 600 m d'altitude.

Il s'agit d'un chapelet d'écailles emballées dans le Flysch noir du massif du Paneyron à l'Est du col de Vars; ce Flysch noir qui affleure largement entre le pays de Vars et le col de Larche (frontière Italienne) représente le soubassement stratigraphique normal du Flysch à Helminthoïdes ou de son équivalent latéral, les Grès de l'Embrunais.

En négligeant un certain nombre de petits blocs, ce premier groupe d'affleurements se résume à trois chicots rocheux alignés suivant une direction Nord-Nord-Ouest - Sud-Sud-Est et dont le plus volumineux est figuré sur les cartes topographiques I. G. N. 1/20 000 Embrun n° 8, et 1/50 000, 1/100 000 Embrun (coordonnées Lambert : X = 950,600, Y = 259,500, Z = 2 306 m).

Ces écailles sont constituées essentiellement de brèches polygéniques à éléments de « roches vertes » prédominant, alternant avec des cinérites à *pillows* variolitiques, des niveaux siliceux (radiolarites ?), et parfois de grandes lames de calcschistes ou de grès du type flysch.

L'écaille principale, par contre, doit son aspect monolithique à une masse épaisse de diabase vert sombre; la coupe de bas en haut, en est la suivante :

— brèche à éléments de roches vertes (5 m);

— zones siliceuses en plaquettes verdâtres (1 m);

— schistes cinéritiques bariolés, avec radiolarites rouges et gros *pillows* de variolite (3 m);

— diabase chloritisée massive, à structure intersertale (15 m).

Les rapports stratigraphiques avec le Flysch noir encaissant restent malheureusement obscurs du fait du masque glaciaire local; les pendages sont nets, redressés, et dirigés vers l'Ouest, comme le flysch des crêtes voisines; une intense dysharmonie doit d'ailleurs isoler ce matériel induré de la masse plastique des schistes.

Un deuxième affleurement d'Ophiolites a été observé peu après, au Sud de l'Ubaye à 3 km au Sud-Est du hameau de Fouillouse, au dos de l'Anticlinal briançonnais de la « Plate des Génisses ».

Cette unité plonge vers le Sud-Ouest sous le complexe de schistes noirs à couches rouges et de grès grossiers de la nappe du Flysch à Helminthoïdes. Par suite de l'étirement général des schistes sous-jacents, les grès peuvent reposer en klippe sur la série mésozoïque briançonnaise, comme aux sommets de Saint-Ours ou de Rocca Bianca [2].

L'anticlinal de la Plate des Génisses, sur sa retombée Sud-Ouest, est lui-même parsemé de blocs de grès grossier posés sur les « Marbres en plaquettes » du néo-crétacé : c'est parmi ces résidus d'une klippe jadis plus conséquente que j'ai pu observer un gros bloc de brèches à éléments d'Ophiolites du type décrit ci-dessus (coordonnées Lambert approximatives : X = 957,400, Y = 256,600, Z = 2 500 m).

Il ne fait aucun doute que ces affleurements soient en place; seul le glacier de l'Ubaye (ainsi que l'Ubaye actuelle) a transporté des roches vertes de la zone des Schistes Lustrés dans ce secteur, et il n'y a guère dépassé la cote de 1900 m. Les écailles de Petite Serenne ont sans doute été confondues, de loin, avec des blocs de grès grossier, comme le montre la première édition de la feuille Gap au 1/80 000, où une tache de « Grès d'Annot » marque exactement leur emplacement (cette indication ne figure pas sur la deuxième édition).

On a là une séquence lithologique de type piémontais, qui présente en particulier une analogie frappante avec les faciès de Sestrière (Italie).

Les *pillows* semblent indiquer une origine effusive sous-marine pour une partie du matériel; mais certains niveaux de brèches contiennent de nombreux éléments allochtones : calcaires siliceux noirs, grès fins, quartzites, micaschistes; cette variété traduit des conditions de formation complexes qu'une étude détaillée des éléments éclaircira sans doute.

Néanmoins, quelle que soit la nature des brèches — effusive ou sédimentaire — qu'il s'agisse d'intercalations stratigraphiques dans les schistes noirs à la base du Flysch à Helminthoïdes, ou de copeaux arrachés à une semelle lointaine, *la présence des Ophiolites de type piémontais établit la provenance « ultra »-briançonnaise du Flysch à Helminthoïdes de l'Ubaye*, fait déjà admis intuitivement par plusieurs auteurs après les travaux de Lanteaume en Ligurie, en partie justifié par les klippes posées sur le Briançonnais interne dans le Queyras [3].

Les écailles de Serenne, en tant qu'écailles basales de la nappe du Flysch à Helminthoïdes, viennent également à l'appui d'une distinction primordiale, mais délicate, à introduire entre « les » flyschs noirs piémontais, briançonnais ou sub-briançonnais de l'Ubaye. En particulier, elles se situent au long d'un contact anormal majeur qu'on peut suivre de la vallée de l'Ubaye jusqu'au Nord de Sainte-Marie-de-Vars, et qui sépare les schistes noirs azoïques de la nappe du Flysch à Helminthoïdes des schistes noirs à lames de calcschistes planctoniques et micro-brèches à nummulites du Flysch briançonnais.

De même, l'indépendance tectonique absolue du Flysch à Helminthoïdes vis-à-vis du Briançonnais étant prouvée, il ne paraît plus difficile d'attribuer à cette formation un âge crétacé, comme tendrait à l'indiquer une faunule d'Inoceramidés découverte dans la région du col de Vars au sommet des falaises des Grès de l'Embrunais.

Enfin, ces faits nouveaux soulèvent un certain nombre de problèmes dont celui du *métamorphisme* dans ses rapports avec la tectogenèse alpine, n'est pas le moindre, car les Ophiolites de Serenne paraissent en être exempts.

(*) Séance du 6 novembre 1961.
(1) C. KERCKHOVE, *C. R. somm. Soc. géol. Fr.*, n° 14, 1958, p. 329.
(2) M. GIDON, *Thèse Doctorat*, Grenoble, 1958.
(3) J. DEBELMAS et M. LEMOINE, *C. R. somm. Soc. géol. Fr.*, nos 5-6, 1955, p. 86.

(*Laboratoire de Géologie et Minéralogie de la Faculté des Sciences de Grenoble.*)

ÉCOLOGIE. — *Le milieu interstitiel des sables submergés lacustres.*
Note (*) de M. **Jacques Juget**, présentée par M. Maurice Fontaine.

L'étude physique et chimique des sables de la baie de Sciez (Léman français) montre que ce milieu est rapidement confiné et que, au-dessus de 30 cm, la répartition de la faune interstitielle est fonction du gradient de l'oxygène, des sulfates et de la présence de strates noirâtres riches en matières organiques à certains niveaux plus réducteurs entre 3 et 9 cm et 18 et 24 cm sous la surface du sable. Au-dessous de 30 cm d'épaisseur les sables sont azoïques.

Les sables dunaires de la baie de Sciez, dans le Léman français, font actuellement l'objet d'une étude portant sur leur origine, leur nature et leur mode de peuplement.

L'origine et la nature de ces sables ont été en partie précisées dans une publication récente [1].

Depuis, plusieurs prélèvements d'eau et de sable ont été effectués, au cours des années 1959-1960-1961, dans la zone submergée de la beine sableuse de la baie de Sciez, entre les embouchures du Vion et du Foron, et entre les cotes — 0,50 et — 2 m, par rapport au niveau des plus hautes eaux (l'amplitude des variations annuelles de niveau des eaux du lac étant de l'ordre de 70 à 80 cm). Cette beine s'étend en pente douce, sur plusieurs centaines de mètres, jusqu'à la profondeur de 10 m environ, sous la surface du lac.

Les sables de la zone prospectée sont des sables fins plus ou moins monophasés et homogènes; pour la partie superficielle de ces sables, tout au moins, la médiane varie suivant les points de prélèvement, entre 150 et 250 μ environ et le degré de classement de 1,18 à 1,28.

Le pompage de l'eau interstitielle et le prélèvement simultané de sable sous le lac, à différents niveaux dans l'épaisseur du sédiment, étaient obtenus grâce à l'emploi d'un tube sondeur dont la description et les caractéristiques seront publiées par ailleurs.

Au cours de chaque sondage, l'eau interstitielle était pompée à intervalles fixes dans l'épaisseur du sable, en des points aussi rapprochés que possible d'une même verticale, jusqu'à la profondeur de 50 cm sous la surface du sable. A titre de comparaison, des prélèvements d'eau lacustre étaient effectués simultanément au même lieu.

Le tableau ci-contre résume, exprimés globalement en minima et maxima, les résultats de mesures effectuées à différentes périodes de l'année.

Le niveau 1 (interface air-eau) correspond aux couches superficielles de l'eau du lac; le niveau 2 (interface eau-sable), à 1-2 cm au-dessus de la surface du sable.

Les nombres relatifs aux mesures de pH, O_2, conductivité, alcalinité et sulfates expriment les résultats d'une vingtaine de sondages, sauf en ce qui concerne le niveau le plus profond (— 40 à 50 cm), auquel correspondent six sondages seulement.

Les chiffres relatifs à l'oxydabilité se rapportent à une dizaine de sondages pour les six premiers niveaux, à trois seulement pour le septième.

Enfin les mesures relatives au calcium se rapportent à deux sondages seulement.

Le pH était mesuré au moyen d'un potentiomètre Beckman, l'O_2 dosé par la méthode de Winkler-Alsterberg, l'oxydabilité au permanganate par la méthode de Kübel et

Tiemann, le titre alcallin par HCl N/10, l'indicateur étant le mélange rouge de méthyle-vert de bromocrésol; les sulfates étaient dosés par volumétrie directe en utilisant l'alizarine sulfonate de sodium comme indicateur, et le calcium, par photométrie de flamme.

	pH		O_2 (mg/l)		Oxydabilité (mg/l)		Conductivité (× 10⁶ mhos à 18°)		Alcalinité (mval/l)		SO^{4--} (mg/l)		Ca^{++} (mg/l)	
	min.	max.	min.	max.	min.	max.	min.	max.	min.	max.	min.	max.	min.	max.
terface air-u	7,8	8,7	8,91	15,04	1,3	9,2	195	255	1,10	2,05	36,4	72,6	15,3	17,2
terface eau-ble	7,8	8,7	4,58	11,50	5,4	9,2	203	275	1,20	2,11	38,5	73,4	–	–
ble : o à — 2 cm	7,3	8,6	1,54	9,22	3,6	10,8	213	301	1,25	3,05	40,3	65,2	17,7	19,8
ble : 4 à — 6 cm	6,8	7,9	0,10	4,50	6,7	13,1	271	413	2,60	5,75	9,6	52,8	28,0	29,3
ble : 10 à — 12 cm	6,7	7,5	0,00	2,13	6,5	12,9	343	548	4,25	7,15	5,0	46,5	34,0	34,8
ble : 20 à — 22 cm	6,7	7,4	0,00	0,90	7,8	19,5	391	934	4,90	12,94	3,3	28,0	37,6	38,1
ble : 40 à — 50 cm	6,6	7,3	0,00	0,25	8,6	16,4	494	879	5,55	9,20	–	–	–	–

Le confinement du milieu interstitiel constitué par les couches profondes du sable confère à celui-ci, si on le compare à l'eau du lac qui l'alimente, les propriétés d'un « extrem eutrophe Wassermedium » (Stangenberg, 1934) (²) Ce confinement croît avec la profondeur, au moins jusqu'à 50 cm, profondeur à laquelle il tend à se stabiliser.

Le gradient vertical est particulièrement accusé pour l'oxygène. La teneur en oxygène, à l'intérieur du sable, varie beaucoup plus en fonction de la nature du substrat qu'en fonction du temps; elle est influencée en particulier par la présence de zones réductrices plus ou moins prononcées, à différents niveaux, dans l'épaisseur du sédiment.

Les sulfates montrent une variabilité plus accusée en fonction du temps, et cette variabilité croît avec la profondeur. Au cours des mois d'été (jusqu'en septembre), on constate une raréfaction des sulfates dans les couches profondes du sable; celle-ci est liée à la recrudescence du métabolisme des bactéries sulfatoréductrices, dans un milieu riche en matières organiques; les sulfures formés peuvent ensuite être au moins partiellement réoxydés au cours des mois d'hiver.

Quelques carottages, effectués au cours de l'été 1961 en différents points de la zone étudiée, ont révélé corrélativement l'existence, dans l'épaisseur du sédiment, de plusieurs strates noirâtres; il s'agit de zones d'accumulation de matières organiques qui doivent leur teinte caractéristique à la présence de sulfure de fer. L'analyse de quatre carottes prélevées sous 0,50 à 2 m d'eau au cours de l'été 1961, a montré que pour les 30 premiers centimètres de sable, deux de ces zones se superposent avec une certaine régularité. La première est figurée avec le maximum de netteté entre 3

et 9 cm sous la surface du sable, suivant le lieu de prélèvement; son allure dépend principalement de l'épaisseur de la couche d'eau qui recouvre le sédiment : plus celle-ci est importante plus celle-là est étendue et débute près de la surface du sable; elle tend au contraire à s'en éloigner et à s'effacer, sur les carottes prélevées le plus près du littoral (là en effet, l'action des vagues, dans la zone de déferlement, et accessoirement l'action du vent, lorsque le lac atteint son niveau le plus bas et découvre de larges bancs de sable, provoquent un brassage et une oxygénation beaucoup plus intenses des couches superficielles du sédiment).

Une autre strate débute plus en profondeur, à une distance également variable de l'interface eau-sédiment; cependant le niveau auquel elle est représentée avec le maximum de netteté se situe régulièrement à une quinzaine de centimètre du niveau correspondant de la première strate, soit entre 18 et 24 cm sous la surface du sable, pour l'ensemble des quatre carottes analysées.

Il est intéressant de noter que la limite inférieure de cette strate coïncide sensiblement avec la limite de pénétration de la faune psammique à l'intérieur du sédiment. Le sable s'est révélé, en effet, pratiquement azoïque en dessous de 30 cm.

Parmi les formes animales qui se montrent les plus résistantes au confinement se rencontrent des Nématodes. Nous pouvons citer notamment : *Trilobus gracilis* Bastian, *Trilobus pseudoallophysis* Micoletzky, *Dorylaimus stagnalis* Dujardin, *Mononchus macrostoma* Bastian, *Ethmolaimus pratensis* De Man, *Aphanolaimus* sp.

L'étude systématique écologique et éthologique de l'hydropsammon des sables de la baie de Sciez fera l'objet de publications ultérieures.

(*) Séance du 13 novembre 1961.
(1) B. Dussart, J. Juget et J. Sitarz, *Arch. Sc.*, Genève, 12, fasc. 1, 1959, p. 1-8.
(2) M. Stangenberg, *Arch. Hydrobiol. Rybact.*, 8, 1934, p. 273-284.

(*Laboratoire de Zoologie générale de la Faculté des Sciences de Lyon*
et *Centre de Recherches géodynamiques
de la Faculté des Sciences de Paris, Thonon, Haute-Savoie.*)

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Observations sur les rapports des vacuoles avec les structures réticulaires du cytoplasme.* Note (*) de Mlle **Nicole Poux**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Les rapports de continuité observés fréquemment entre la membrane des vacuoles et celle de canalicules plus ou moins fins qui ne se distinguent en rien du réticulum endoplasmique, conduisent à interpréter l'appareil vacuolaire comme une différenciation d'une partie de ce système.

Le problème de l'origine des vacuoles et de leurs relations éventuelles avec le réticulum endoplasmique est encore très discuté actuellement en Microscopie électronique. En effet, s'il est généralement admis que les vacuoles sont des enclaves cytoplasmiques limitées extérieurement par une membrane simple, deux théories principales s'affrontent quant à l'origine de cette membrane. Pour R. Buvat ([1]), ([2]), ([3]), celle-ci représente une différenciation locale du réticulum endoplasmique; tandis que pour K. Muhlethaler ([4]) les vacuoles résultent de la séparation, au sein du cytoplasme, d'une phase aqueuse qui, à l'origine, n'est pas entourée d'une membrane; Sitte ([5]) nie également toute relation entre le vacuome et le réticulum endoplasmique.

Des observations effectuées chez quelques Graminées (*Anthoxanthum odoratum*, *Triticum vulgare*, *Dactylis glomerata*), sur des fixations osmiques et permanganiques de jeunes feuilles en voie de croissance nous ont permis de vérifier la première hypothèse.

Sur les préparations osmiques (*fig.* 1 à 3), les vacuoles de ces tissus en cours de différenciation présentent un contour irrégulier, et les plus jeunes sont souvent grossièrement étoilées (*fig.* 1, *v*); elles émettent en outre, fréquemment, des diverticules plus ou moins longs et volumineux (*fig.* 1 et 2, *d*). Certains de ces prolongements peuvent être étroits et ne se distinguer en rien du réticulum endoplasmique typique (*fig.* 1, 2 et 3, *f*). De telles formations ne semblent pas rares, mais sont souvent difficiles à mettre en évidence sur des sections fines. Comme le réticulum banal (*fig.* 3, *r*), les prolongements vacuolaires peuvent s'élargir par place (*fig.* 1 et 2, *ve*); ces dilatations locales pourraient être à l'origine de nouvelles vacuoles. Mais alors que les membranes vacuolaires semblent dépourvues de ribosomes, les segments de réticulum qui s'y rattachent peuvent être parfois de type « *rough* » (*fig.* 3, *f*).

Les rapports entre les vacuoles et le réticulum endoplasmique sont peut-être encore plus faciles à observer sur le matériel fixé au permanganate (*fig.* 4 à 9). Dans les tissus méristématiques, les jeunes vacuoles sont de forme amœboïde (*fig.* 4, 5 et 6, *v*), et les diverticules qu'elles émettent se prolongent par des canalicules plus ou moins longs et étroits (*f*), identiques aux segments du réticulum typique (*r*). Les plus petites de ces

vacuoles, de dimensions inférieures à 0,5 μ (*fig.* 4), apparaissent comme des dilatations affectant surtout les portions ramifiées du réticulum (*rr*) et sont entourées d'une membrane *dès leur origine*. L'étude des images obtenues après fixation au permanganate montre également que des vacuoles distinctes tendent à entrer en contiguïté grâce à leurs prolongements réticulaires (*fig.* 7, *v* 1, *v* 2, *f*). D'autre part, il semble qu'au contact des vacuoles préexistantes, les extrémités des canalicules réticulaires, émis ou non par des vacuoles, se renflent, donnant naissance à de nouvelles vacuoles (*fig.* 7, *v'* 1; *fig.* 8, *v* 2 et *v* 3); ces vacuoles adjacentes ne sont plus séparées que par leurs membranes propres et une fine couche de cytoplasme (*fig.* 8, *v* 2).

Dans les jeunes feuilles de Graminées, les vacuoles apparaissent donc, ainsi que l'a montré R. Buvat [1], [2], [3], comme des dilatations locales du réticulum endoplasmique. Leur mode de formation tel que le décrit Muhlethaler, n'est pas en accord avec la forme étoilée et nettement délimitée par une membrane qui caractérise les jeunes vacuoles, et que Whaley et coll. [6] ont également observée. Ces auteurs ont remarqué que les jeunes vacuoles sont souvent réunies entre elles par un système de double-membranes semblable à celui du réticulum. Les vésicules à contour circulaire, ou ovale (*fig.* 1, 6 et 7, *ve'*) représentent vraisemblablement des sections, soit de portions dilatées du réticulum, soit de diverticules vacuolaires. D'autre part, s'il arrive parfois, surtout sur les préparations perman-

EXPLICATION DES FIGURES.

mp, membrane pectocellulosique; *n*, noyau; *m*, mitochondrie; *p*, plaste; *ii*, « *unidentified bodies* » de Whaley et Mollenhauer; *di*, dictyosomes; *v*, vacuole; *r*, réticulum endoplasmique; *d*, diverticule vacuolaire; *f*, prolongement vacuolaire fin d'aspect réticulaire; *ve*, vésicule, soit dilatation d'un canalicule réticulaire, soit petite vacuole; *ve'*, vésicule ou petite vacuole, sans rapport évident avec le réticulum; *rr*, portion ramifiée du réticulum.

Fig. 1 à 3. — Fixation : OsO_4, inclusion dans le méthacrylate.

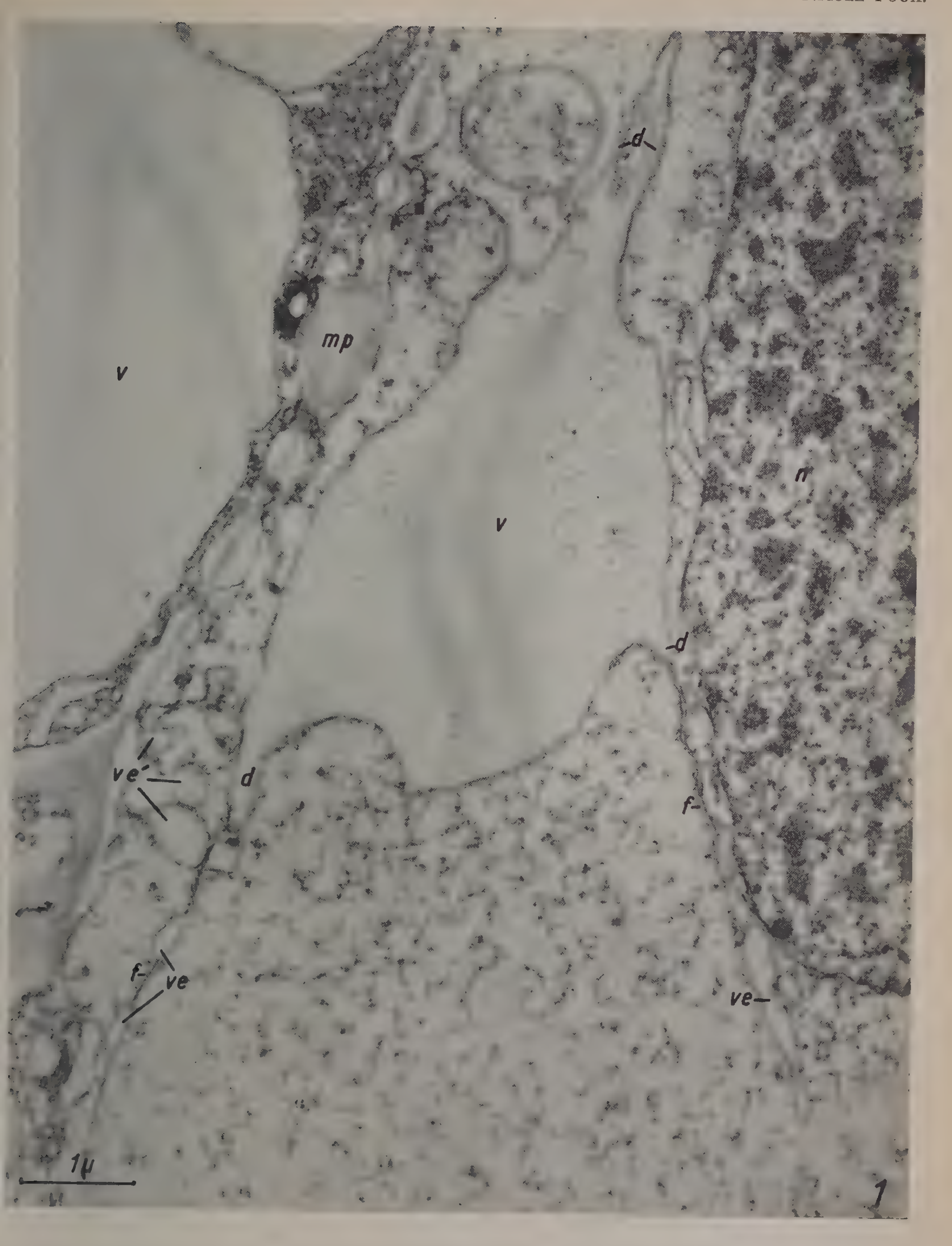
Fig. 4 à 9. — Fixation : $KMnO_4$, inclusion dans l'araldite.

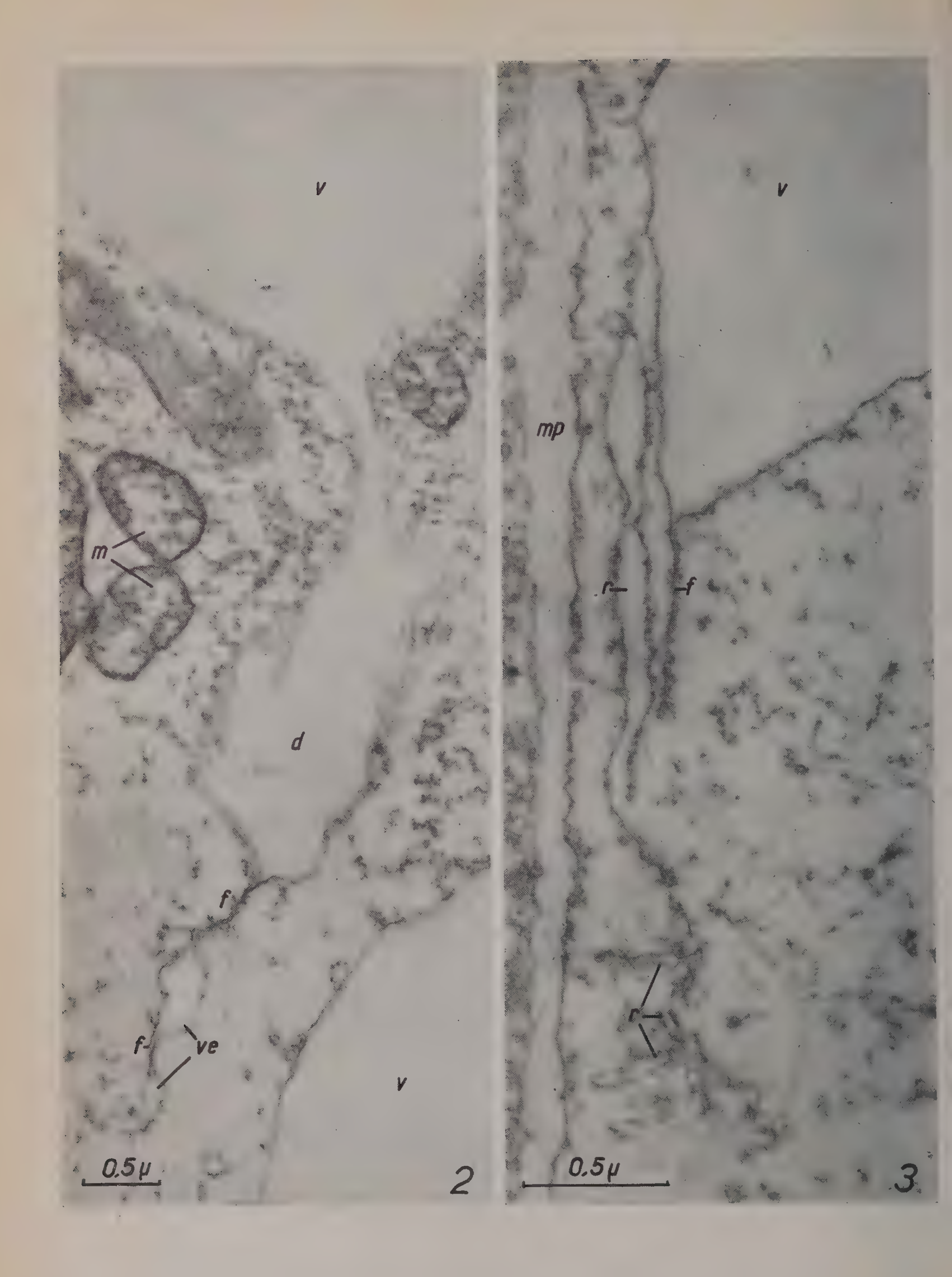
Fig. 1. — *Anthoxanthum odoratum*. Vacuole présentant quatre diverticules dont deux longs et fins *f* ne se distinguent pas du réticulum endoplasmique typique, et portent sur leur trajet un ou deux renflements *ve*. A côté, se trouvent plusieurs sections de vésicules *ve'*, représentant soit des petites vacuoles, soit des dilatations du réticulum (G × 20 000).

Fig. 2. — *Triticum vulgare*. Diverticule vacuolaire *d*, dont la membrane vue en coupe oblique, est en continuité avec celle d'un canalicule fin d'aspect réticulaire *f* présentant deux dilatations successives *ve* (G × 28 000).

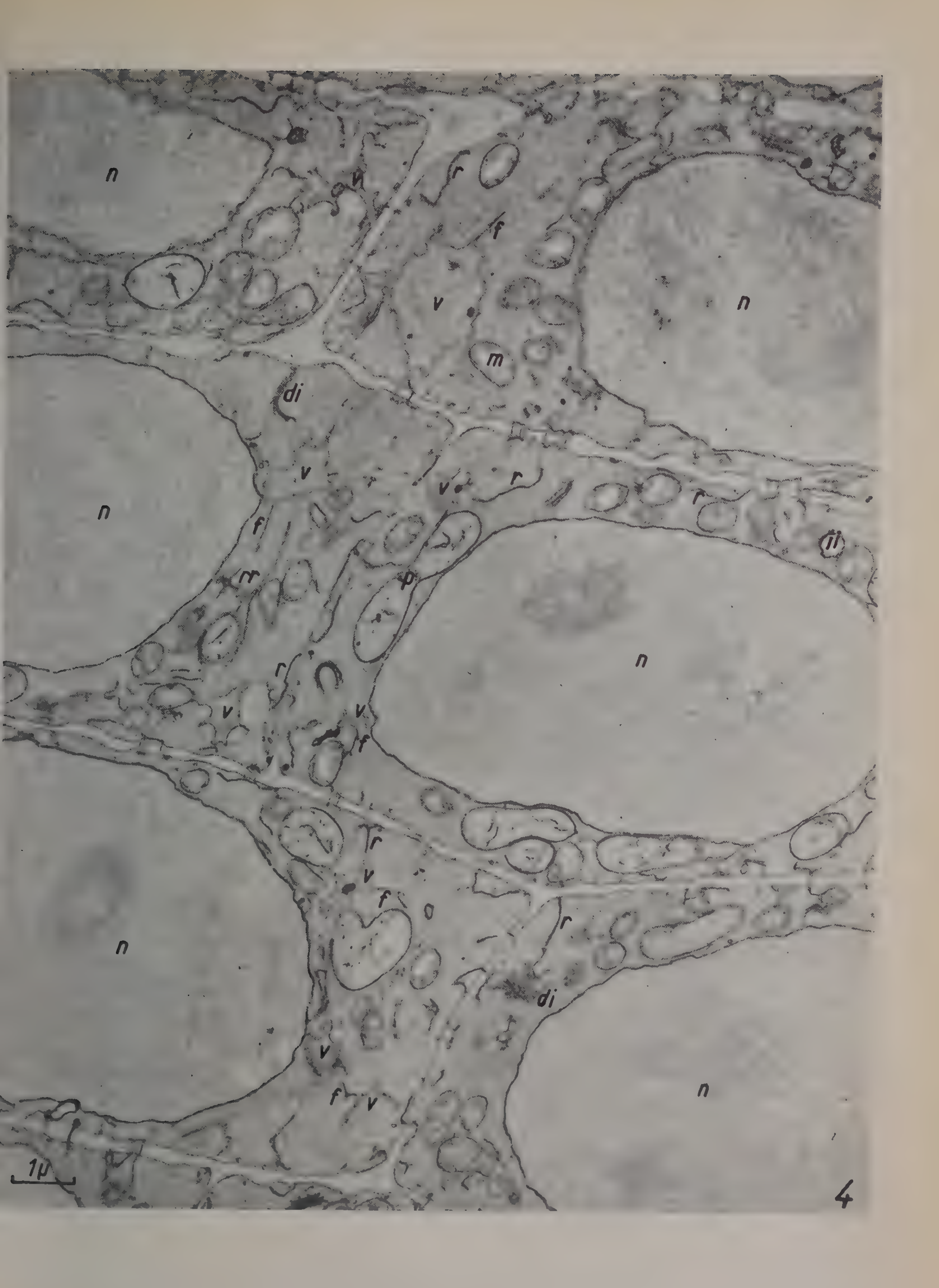
Fig. 3. — *Anthoxanthum odoratum*. Vacuole se prolongeant de façon particulièrement nette par un canalicule réticulaire *f* de type « *rough* ». Parallèlement un segment d'ergastoplasme *r* se renfle et se ramifie (G × 20 000).

Fig. 4. — *Dactylis glomerata*. Cellules méristématiques montrant de jeunes vacuoles étoilées *v* pourvues d'une membrane nette et de prolongements fins *f* (G × 11000).

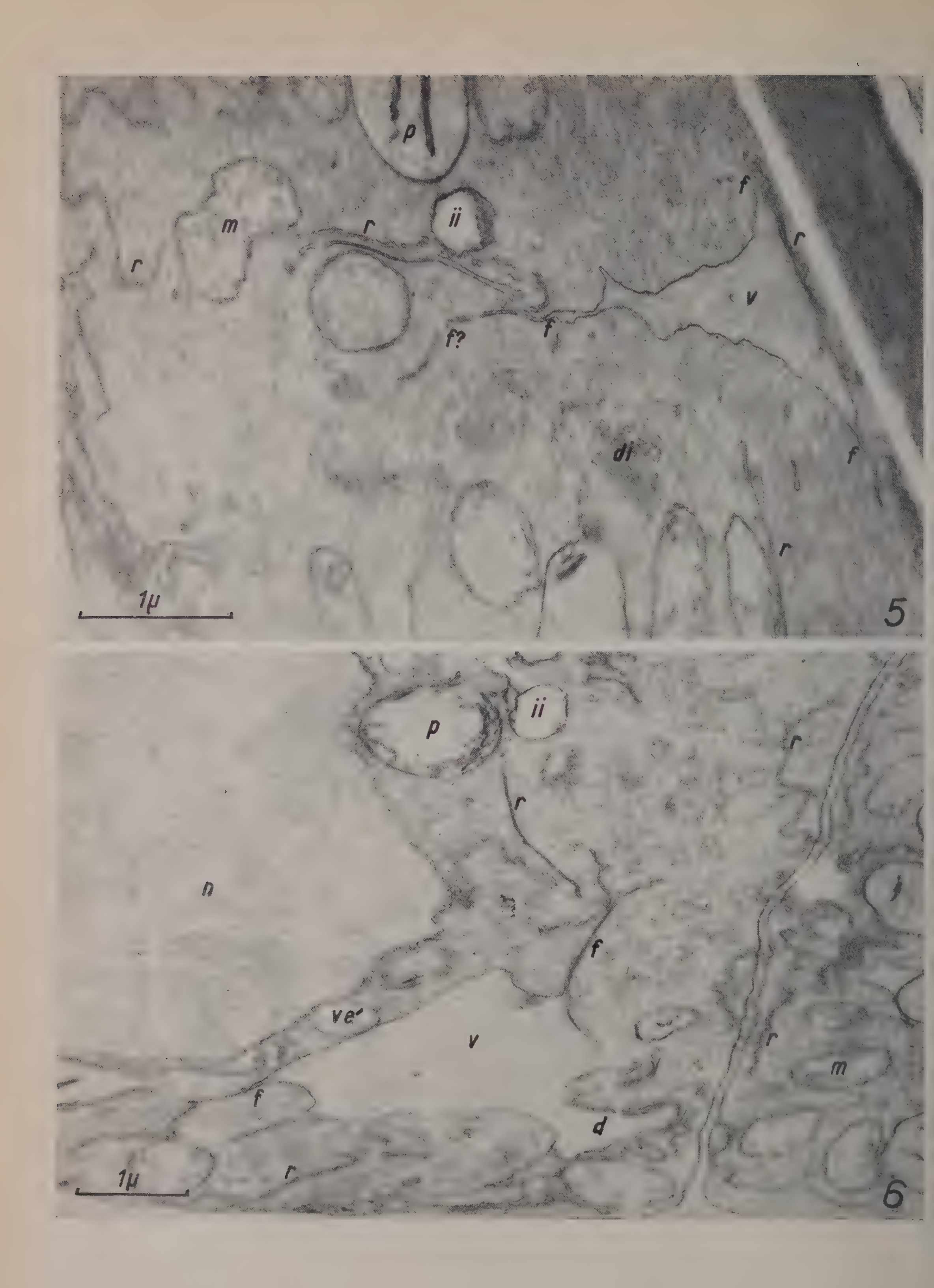

d
mp
v
n
v
d
ve
d
f
f
ve
ve
1µ
1

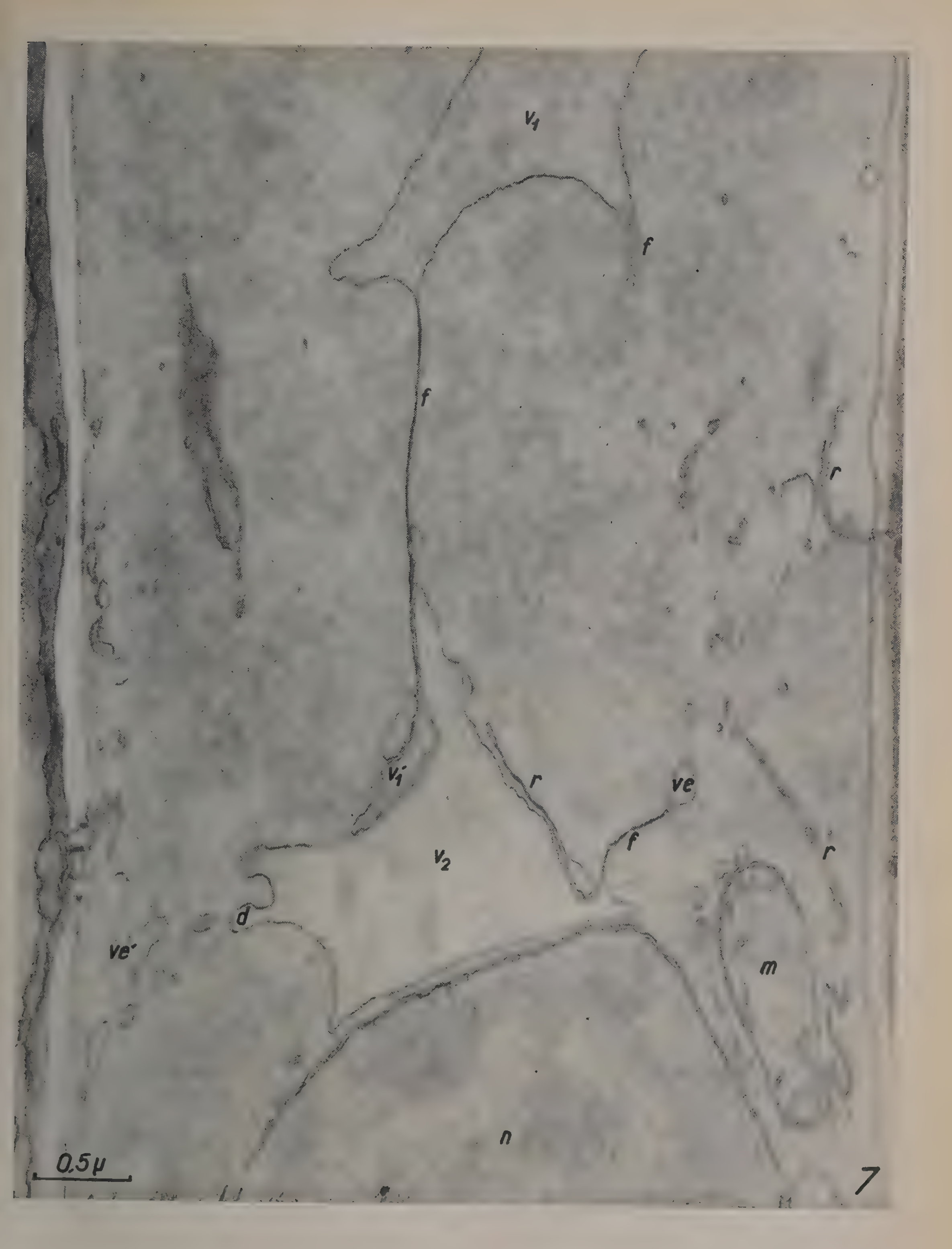


v
m
d
f
f-
ve
v
0.5μ
2
v
mp
r
f
r
0.5μ
3



n
v
r
f
n
v
m
di
n
v
v
r
r
f
p
n
r
v
v
f
r
v
f
n
r
di
v
f
v
n
1μ
4


p
ii
m
r
r
f
r
v
f?
f
di
f
r
1μ
5
p
ii
r
r
n
f
ve
v
r
f
m
d
r
1μ
6



v1
f
f
r
v1'
r
ve
f
v2
r
d
ve'
m
n
0,5 µ
7

**

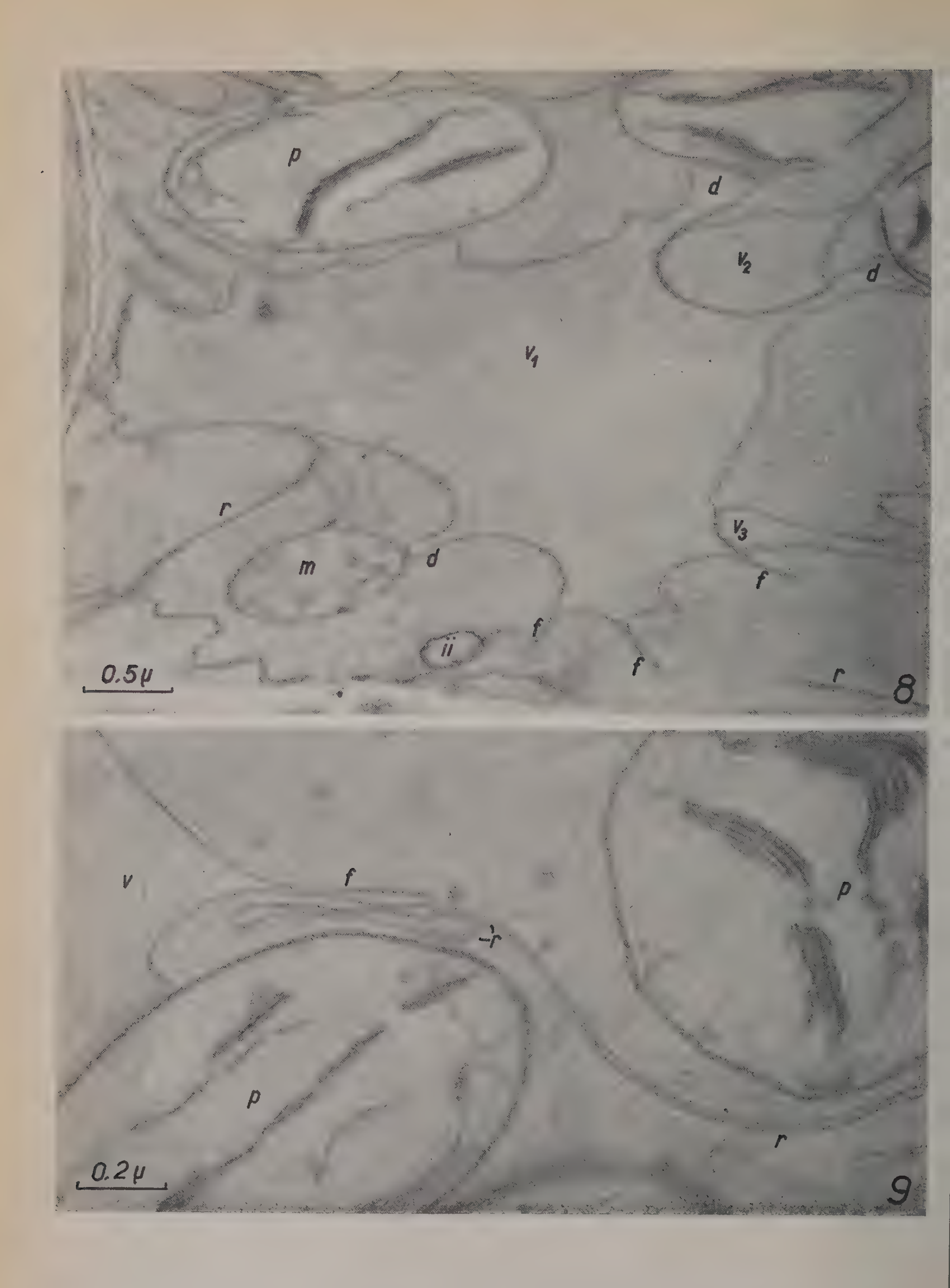

p
d
v2
d
v1
r
v3
m
d
f
f
ii
f
f
r
0.5μ
8
f
v
-r
p
p
r
0.2μ
9

Fig. 5. — *Anthoxanthum odoratum.* Vacuole assez jeune présentant plusieurs prolongements d'aspect réticulaire *f*, dont l'un se continue vraisemblablement en *f* ?; *r*, réticulum typique (G × 28 000).

Fig. 6. — *Id.* Vacuole plus importante dont l'un des prolongements réticulaires *f* se divise en deux ou trois branches (G × 20 000).

Fig. 7. — *Id.* Deux vacuoles v_1 et v_2 entrant en contiguïté par un de leurs prolongements réticulaires *f*. Celui-ci tend à se renfler en $v'1$ au contact de l'autre vacuole *v* 2. Il en est de même pour un segment de réticulum *r*. Les vésicules *ve'* semblent en rapport avec le diverticule *d* de la vacuole *v* 2 (G × 36 000).

Fig. 8. — *Id.* Vacuole très étoilée se prolongeant, soit par des diverticules larges *d*, soit par de fins canalicules réticulaires *f*. Au contact de cette vacuole, deux extrémités de canalicules réticulaires *v* 2 et *v* 3 se renflent (G × 33 000).

Fig. 9. — *Id.* Grande vacuole présentant un fin prolongement *f*, d'aspect identique à celui du réticulum voisin *r* (G × 80 000).

ganiques, que la membrane vacuolaire soit interrompue par places, ce phénomène, signalé aussi par Whaley et coll., affecte en général les vacuoles assez développées ainsi que les membranes nucléaires, et doit être considéré comme un artéfact. Lorsque les vacuoles se développent, leur forme se régularise et leurs relations avec le réticulum endoplasmique deviennent moins évidentes; en effet, par suite de leur accroissement en surface, la densité des canalicules ergastoplasmiques qui s'y rattachent devient moins grande; de plus, une partie de ceux-ci doit être englobée par le phénomène de vacuolisation, cependant des vacuoles déjà grandes (*fig.* 2, 3 et 9) montrent encore la continuité de leur membrane avec des segments ergastoplasmiques.

(*) Séance du 9 octobre 1961.

(1) Buvat, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 350.
(2) Buvat, *Ann. Sc. Nat., Bot.*, 11e série, 19, 1958, p. 124-161.
(3) Buvat, *Comptes rendus*, 251, 1960, p. 3051.
(4) Muhlethaler, *IVth Intern. Kongress f. Elektronenmikroskopie*, Berlin, 1958, p. 491-494.
(5) Sitte, *Protoplasma*, 49, 1958, p. 447-552.
(6) Whaley et coll., *Amer. J. Bot.*, 47, 1960, p. 401-449.

(*Laboratoire de Botanique de l'École Normale Supérieure.*)

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude au microscope électronique des relations entre le nucléole et la chromatine chromosomique dans les noyaux interphasiques de* Hyacinthus orientalis. Note (*) de Mlle **Hélène Poussel** et M. **Pierre Gavaudan**, présentée par M. Clément Bressou (1).

Il existe de façon constante des dispositifs d'union intime entre la chromatine chromosomique et les nucléoles chez *Hyacinthus orientalis*.

Depuis la découverte des satellites chromosomiques par Navashin (2) chez *Galtonia*, nombreux sont les auteurs [bibliographie dans Gates (3) et Yu-Chih-Chen (4)] qui ont observé chez les végétaux l'existence d'adhérences entre la chromatine chromosomique et le nucléole. L'explication de ce fait a été donnée par Heitz (5) et Mc Clintock (6) par l'élaboration du nucléole par certaines zones chromosomiques considérées comme organisateurs nucléolaires. La polyploïdie expérimentale [Gavaudan (7)] a apporté une preuve supplémentaire de cette relation physiologique entre chromosomes et nucléoles. L'un de nous [Gavaudan (8)] a également observé que les adhérences entre nucléole et chromatine chromosomique se réalisent selon des dispositifs dont la constance et la précision excluent l'idée de contacts fortuits.

Divers auteurs [Chayen, Davies et Miles, Mulnard, Lesher, cités d'après Lafontaine (9)] ont décrit des inclusions chromatiques intranucléolaires et des filaments de chromatine attachés aux nucléoles ou les traversant. Des corpuscules Feulgen positifs intranucléolaires ont été décrits par Hurel-Py (10) et l'existence de nucléolonemata Feulgen positifs a été affirmée par Lettré (11) et Lettré et Siebs (12); enfin l'hétérogénéité nucléolaire et les relations entre nucléole et chromatine chromosomique ont été aussi décrites par Turchini (13) et Swift (14).

Au cours de précédentes recherches sur *Hyacinthus orientalis* (15) nous avons observé de nombreuses images électroniques de nucléoles présentant un certain intérêt du point de vue qui nous occupe ici. Les méristèmes radiculaires ont été fixés à l'acide osmique tamponné, inclus au méthacrylate de butyle, sectionnés au microtome de Porter-Servall; les coupes ont été examinées au microscope électronique JEM-T 2.

Le grand nombre d'adhérences de la chromatine chromosomique au nucléole que nous avons observé nous permet de considérer le phénomène comme constant; les images se classent en quelques catégories simples.

1. *Nucléole.* — Le nucléole nous est apparu (les images dépendant sans doute de la fixation et de l'état physiologique) soit avec une structure dense creusée ou non de petites vacuoles périphériques, soit avec une structure double comprenant une zone externe (Z. E.) plus dense et une zone interne (Z. I.) plus claire (*fig.* 1).

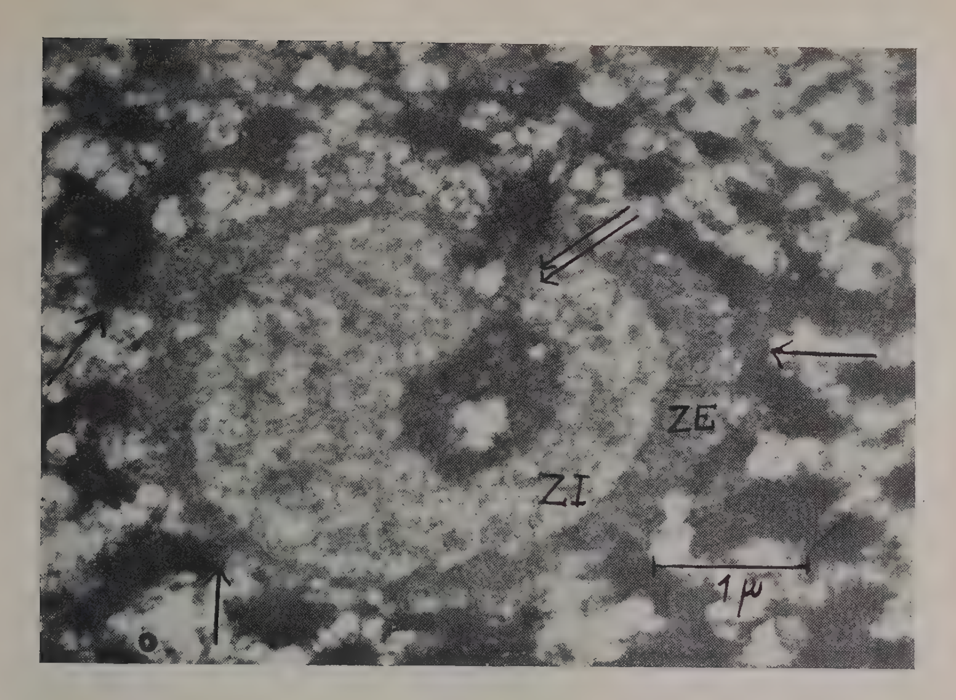


Fig. 1.

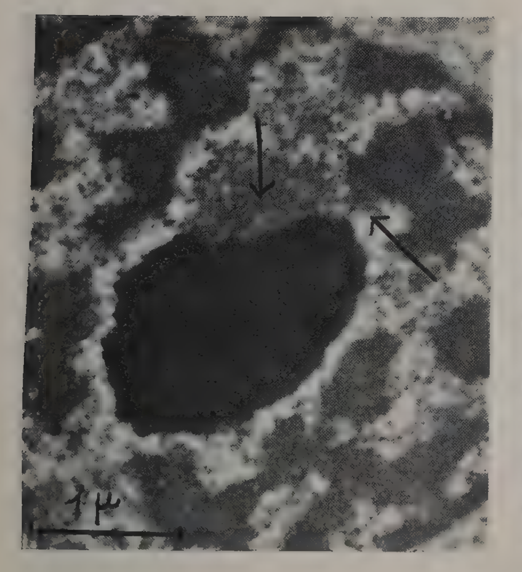


Fig. 2.

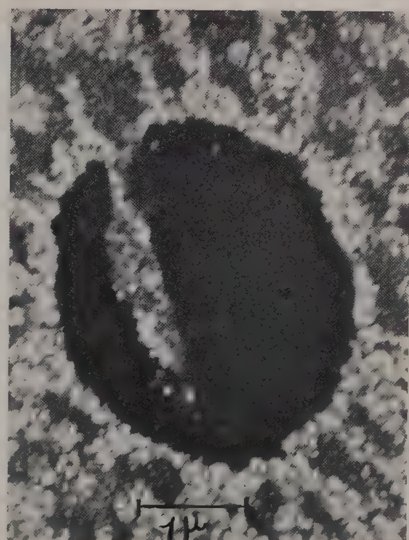


Fig. 3.

Fig. 4.

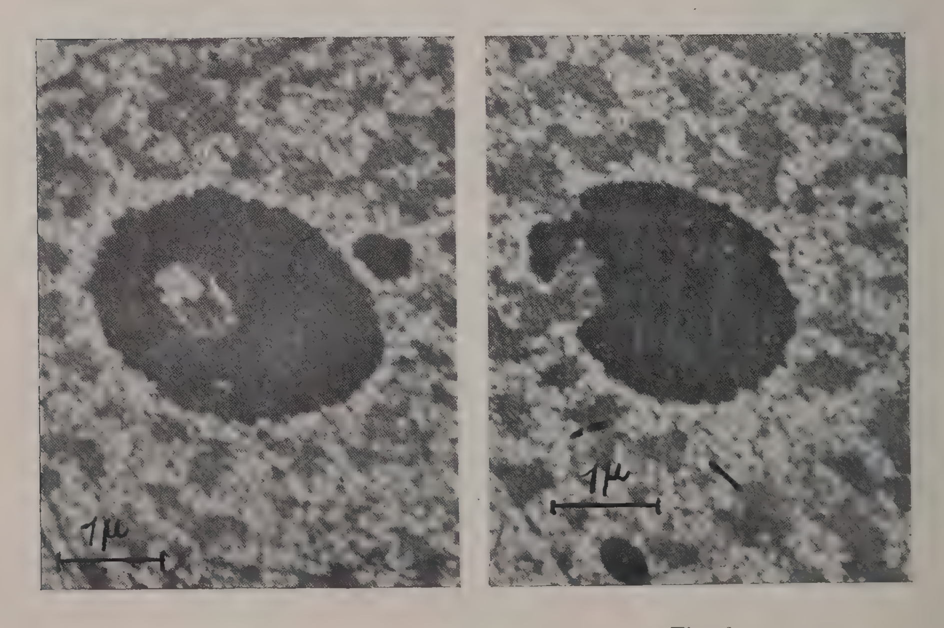


Fig. 5. Fig. 6.

2. *Contacts généraux s'étendant à plusieurs masses chromatiques.* — Ces contacts s'effectuent par des surfaces relativement larges (*fig.* 1 et 2, flèches) et nos préparations qui ont parfois souffert de surétalement ne nous permettent pas de prendre en considération des trabécules dont le caractère naturel est douteux. Nous reprendrons l'étude systématique de ces adhérences multiples sur *Triticum*, matériel où il est possible de les contrôler expérimentalement par les inhibiteurs préprophasiques [Gavaudan ([16])].

3. *Contacts spéciaux de masses chromatiques privilégiées avec pénétration profonde du nucléole.* — Certains chromocentres non seulement adhèrent à la périphérie du nucléole mais sont à l'origine d'une pénétration plus ou moins profonde de la chromatine. La figure 1 (double flèche) montre l'accès d'une volumineuse masse chromatique à travers la zone externe d'un nucléole jusqu'à sa zone interne, de même les figures 3, 4 et 5. La figure 4 (flèches) montre une perforation nucléolaire complexe. Les hasards de l'orientation de la section montrent parfois des masses chromatiques en apparence isolées (*fig.* 4 et 5) mais dans beaucoup de cas on distingue bien la continuité entre le réseau extérieur et les inclusions (*fig.* 1, 3, 4 et 6).

Jusqu'à présent, nous n'avons jamais eu l'occasion d'observer de véritables nucléolonemata au sens d'Estable et Sotelo et Bernhard, Haguenau et Oberling ([17]).

En résumé, les adhérences entre nucléole et chromatine chromosomique que nous avons étudiées au microscope électronique ressemblent à celles décrites par Lafontaine ([9]). Elles correspondent aux organisateurs nucléolaires ou satellites décrits autrefois chez *Allium cepa* par Hurel-Py ([10]) et Gavaudan ([18]).

Rien ne nous permet actuellement de trancher en faveur ou contre la conception de Lettré et Lettré et Siebs ([12]) qui ont assimilé les nucléolonemata aux inclusions intranucléolaires Feulgen positives; il est toutefois certain qu'il faudra tenir compte de ces dernières inclusions dont l'importance peut conférer au nucléole une constitution hétérogène et compliquer l'interprétation de sa structure.

(*) Séance du 30 octobre 1961.

([1]) Travail réalisé avec la collaboration technique de M. Roger Lacotte.

([2]) S. Navashin, *Bull. Acad. Imp. Sc. Saint-Petersbourg*, 6, 1912, p. 372-385.
([3]) R. Ruggles-Gates, *Cytologia, Fujii Jubil. Vol.*, 1937, p. 977-986.
([4]) Yu-Chih-Chen, *Thèse Doct. Univ.*, Paris, 1938; *Act. scient. et industr.*, n° 728, p. 1-90.
([5]) E. Heitz, *Planta*, 15, 1931, p. 495-505.
([6]) B. Mc. Clintock, *Zeit. f. Zellf. u. mikr. Anat.*, 21, 1934, p. 294-328.
([7]) P. et N. Gavaudan, *C. R. Soc. Biol.*, 128, 1938, p. 714-716.
([8]) P. Gavaudan et M. Pelletier, *C. R. Soc. Biol.*, 121, 1936, p. 1072-1074 et 1329-1331.
([9]) J. G. Lafontaine, *J. Biochem. and Biophys. Cytol.*, 4, 1958, p. 777-784.
([10]) G. Hurel-Py, *Rev. Cytol. et Cytophys. végét.*, 2, 1936, p. 67-76.
([11]) R. Lettré, *Fine struct. of cells*, 7e *Congr. Biol. cell.*, Leiden, 1954, p. 141-150.

(12) R. Lettre et W. Siebs, *Z. Krebsforsch.*, 60, 1955, p. 564-580.
(13) J. Turchini, *Fine struct. of cells*, 7e *Cong. Biol. cell.*, Leiden, 1954, p. 151-156.
(14) H. Swift, *Symp. on molec. Biol.*, Chicago, 1957, p. 266-303.
(15) P. Gavaudan, H. Poussel et M. Guyot, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 4029.
(16) P. Gavaudan, *Exposés actuels de Biologie cellulaire*, 1956, art. VII, p. 275-361.
(17) W. Bernhard, F. Haguenau et Ch. Oberling, *Experientia*, 8, 1952, p. 58-59.
(18) P. Gavaudan, *C. R. Soc. Biol.*, 124, 1937, p. 803-805.

(*Faculté des Sciences de Poitiers, Station biologique de Beau-Site, Laboratoire de Microscopie électronique.*)

ENTOMOLOGIE. — *Comportement de* Lasiochalcidia igiliensis *Ms.*, *Chalcidide parasite de Fourmilions*. Note (*) de M. **Jean-Renaud Steffan**, transmise par M. Pierre-P. Grassé.

En Europe méridionale au moins quatre espèces de Chalcidides appartenant au genre *Lasiochalcidia* parasitent des larves de Fourmilions. Pour introduire leur œuf dans un hôte susceptible de se dérober sans peine en s'enterrant ou prompt à se défendre à l'aide de ses puissantes mandibules, toutes usent de procédés qui témoignent d'une adaptation à l'éthologie de l'hôte dont les Hyménoptères n'offrent que peu d'exemples. Nous avons déjà signalé comment *L. pugnatrix* Steff., grattant le sable comme un Sphécoïde et le sondant de sa tarière, débusque des larves de faible dimension, puis, à la suite d'une courte lutte, s'en empare après les avoir parfois poursuivies sur le sol ([1]). A ce comportement s'apparente celui de *L. dargelasi* (Latr.), le plus grand représentant du genre, que l'on soupçonnait d'évoluer aux dépens des Myrméléonides. Ainsi que nous venons de le vérifier en Provence, cette forme pond dans de jeunes larves qu'elle met également au jour en fouissant la terre, mais, en raison de la très importante inégalité de taille entre la victime et l'agresseur, la *Lasiochalcidia* n'éprouve aucune difficulté à maîtriser son hôte. Bien différentes sont les manœuvres de *L. guineensis* Steff. Postée sur la paroi d'un piège de *Myrmeleon inconspicuus* Ramb., ses pattes postérieures écartées du corps et tenues appliquées contre le sol, cette espèce glisse à reculons dans l'entonnoir quand le Fourmilion projette du sable pour, finalement, l'embrasser de ses métatibias; hors de l'atteinte des mandibules du *Myrmeleon*, dont il chevauche la tête, le parasite perce, alors, de sa tarière la membrane collaire de la larve ([2]).

Privé de moyens d'observation suffisants nous avions confondu, dans la nature, le comportement de *L. igiliensis* Ms. avec celui de *L. pugnatrix* ([1]). En réalité *L. igiliensis* résoud le problème de la ponte d'une façon aussi originale qu'élégante. Son hôte reste inconnu. Probablement devrons-nous le rechercher parmi les espèces de Myrméléonides qui ne creusent pas de pièges, mais, au laboratoire, le parasite attaque avec régularité les larves de *M. inconspicuus* ou d'*Euroleon nostras* (Fourc.) si, toutefois, elles se tiennent près de la surface du sol et sont parvenues à un stade de développement tel que leurs mandibules aient acquis une certaine taille. On en verra la nécessité.

Parvenu au voisinage d'une larve qui remplit les conditions précédemment énoncées, et une fois achevées les manœuvres de reconnaissance, le parasite exécute un petit bond en direction du Fourmilion. Dès qu'il a repris contact avec le substrat il présente un comportement très singulier que nous convenons de nommer « comportement provocateur » : la *Lasio-*

chalcidia, le corps obliquement dressé sur ses deux premières paires de pattes, dégaine sa tarière et la plonge dans le sable. Cependant l'attitude adoptée par l'insecte au cours de cette séquence est avant tout caractérisée par la position anormale que prennent ses pattes postérieures : en extension complète elles sont rejetées vers l'arrière, au-dessus du sol, leurs articulations fémoro-tibiales un peu rapprochées l'une de l'autre. Elles demeureront rigides tandis que le parasite va se traîner sur la terre ou la gratter, sans hâte, de ses pattes antérieures.

Si le saut du Chalcidien l'a éloigné du Fourmilion, il cesse, après quelques secondes, sa manœuvre inopérante et entreprend une nouvelle exploration. Si, au contraire, le parasite aborde la tête et le pronotum du Myrméléonide,



A gauche : posture de *Lasiochalcidia igiliensis* Ms. durant son « comportement provocateur ». *A droite : L. igiliensis* pondant un œuf dans le pronotum d'une larve d'*Euroleon nostras* (d'après des documents photographiques et cinématographiques).

seules régions accessibles de son corps, le comportement provocateur détermine chez la larve diverses réactions dont aucune ne désarmera la *Lasiochalcidia*. Projetée par une détente de la tête de l'*Euroleon* ou du *Myrmeleon*, l'Hyménoptère, manifestement stimulé, se remet aussitôt à la recherche de la victime qui n'échappera à ses investigations qu'en de rares circonstances. A une tentative d'enfouissement, l'agresseur répond en fouillant le sol comme une *L. pugnatrix*. Il arrive, encore, que la larve émerge du sable et fuie à reculons sans, pour autant, dérouter le parasite qui court à sa poursuite. Mais, quoi qu'il en soit, le comportement provocateur réapparait dès l'instant où la *Lasiochalcidia* a rejoint le Myrméléonide.

Un dernier reflexe du Fourmilion décide de l'issue de la rencontre. Lorsqu'il ferme les mandibules pour saisir le Chalcidien, celui-ci plie brusquement ses tibias postérieurs sur les fémurs correspondants munis

d'une dent triangulaire. Les mors de la larve se trouvent ainsi pincés entre la protubérance fémorale et les métatibias du parasite. Désormais inoffensifs ils serviront de point d'appui au *L. igiliensis* qui, se dressant à la verticale, enfonce impunément sa tarière dans la membrane collaire de la victime.

Sans admettre les interprétations subjectives de certains auteurs, on ne peut nier que le piège des Fourmilions et leurs mandibules sont les instruments spécialisés grâce auxquels ils réussissent à capturer des proies. Que deux espèces très voisines de Chalcidides chassent en utilisant des méthodes opposées — *L. guineensis* se tient à l'affût, *L. igiliensis* provoque la larve — semble déjà un phénomène remarquable. Mais il est encore plus surprenant qu'elles tirent essentiellement parti, l'une de l'entonnoir, l'autre des crochets mandibulaires, pour s'approprier l'hôte.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) J. R. STEFFAN, *Bull. Mus. Hist. Nat.*, Paris, 2e série, 30 (1958), 1959, p. 506.
(2) J. R. STEFFAN, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1932.

(*Laboratoire d'Entomologie du Museum national d'Histoire naturelle*, 57, *rue Cuvier*, *Paris*, 5e.)

ENTOMOLOGIE. — *Les coaptations élytrales et la constitution de réserves d'air chez* Plea minutissima (*Hétéroptère, Pleidae*). Note (*) de M. **Robert Gaumont** et Mlle **Renée Moreau**, transmise par M. Pierre-P. Grassé.

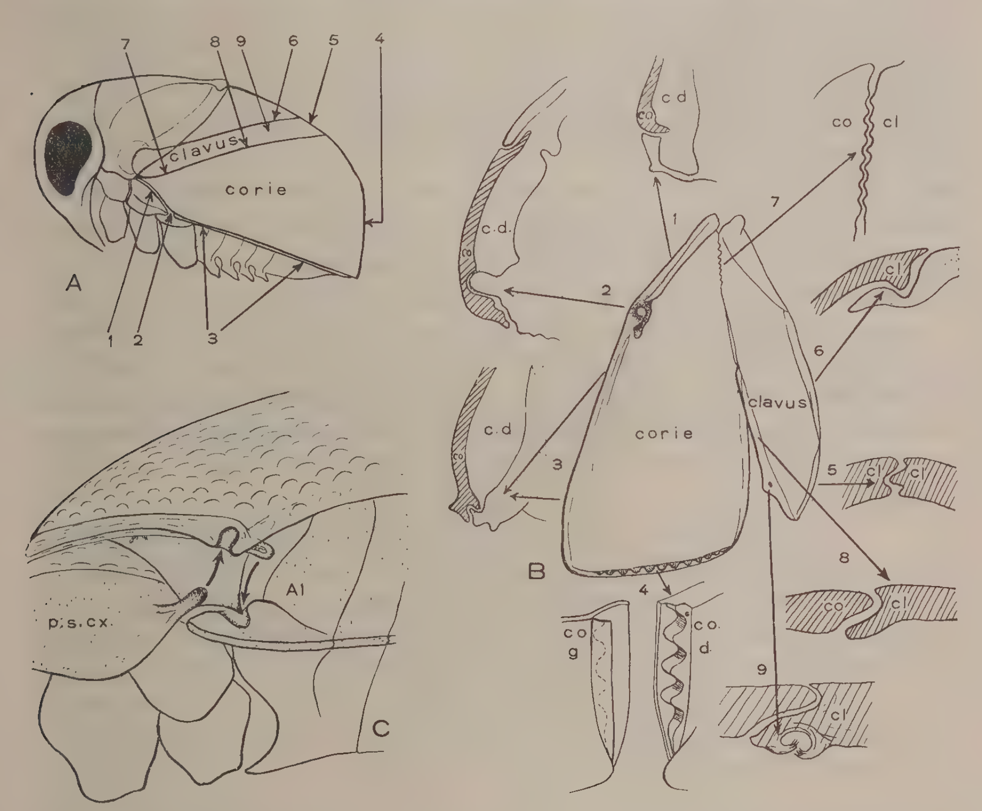
Si les coaptations des élytres de nombreux Hétéroptères aquatiques des genres : *Notonecta*, *Naucoris*, *Nepa*, *Ranatra*, etc. ont été minutieusement décrites par de nombreux entomologistes (Cuénot, Poisson, Corset, etc.), une espèce très commune de nos mares, voisine des Notonectes : *Plea minutissima* n'a été que fort peu étudiée, en raison de sa petite taille sans doute, puisque cet Insecte ne mesure guère plus de 2,5 mm. Certes, la biologie de cette espèce et certains aspects de son anatomie sont fort bien connus grâce aux travaux de Wefelscheid [1], mais les coaptations élytrales de cet insecte n'ont jamais été étudiées en détail. Cependant, les élytres de cet Hétéroptère ont une structure tout à fait spéciale puisqu'elles sont fortement sclérifiées sur toute leur surface au contraire des hémélytres des autres Punaises qui conservent le plus souvent une zone apicale souple : la membrane. En outre les élytres de *Plea minutissima* participent à la formation d'une vaste cavité dorsale qui enferme une importante provision d'air (c. d., *fig* B). L'étanchéité complète de cette cavité est obtenue par un ensemble de huit coaptations différentes qui assurent l'assemblage des élytres entre elles, ainsi que leur union avec le corps de l'Insecte. Nous les avons étudiées par observation directe et sur coupes histologiques; elles sont réparties sur tout le pourtour de l'élytre dont les bords sont ainsi rigoureusement profilés (*fig.* B). Ces coaptations dont la position sur le corps de l'Insecte est indiquée sur la figure A, peuvent être définies de la façon suivante.

Coaptation 1. — Elle unit le bord antérieur de l'élytre et la plaque subcoxale du mésothorax; elle a une structure simple et répond au type des coaptations par juxtaposition définies par Corset [2].

Coaptation 2. — C'est le bouton-pression caractéristique des Hydrocorises; il unit l'élytre au mésothorax, mais sa structure est ici particulièrement complexe (*fig.* C). En effet, outre la cavité circulaire creusée dans le bord antérieur de l'élytre (et qui recevra l'apophyse formée par le bord externe de la plaque subcoxale II (p. s. cx., *fig.* C), l'appareil comprend un bourrelet qui reçoit dans sa concavité une expansion pointue du métathorax, et va lui-même se loger dans une dépression latérale du premier segment abdominal. Cette coaptation est donc formée de deux cavités opposées (creusées respectivement dans l'élytre et le premier segment abdominal) qui recoivent deux bourrelets sclérifiés également opposés (formés par une apophyse de la plaque subcoxale et par une expansion de l'élytre). Ce double système de bouton-pression est beaucoup plus compli-

qué que tous les organes de ce type précédemment décrits chez les Hétéroptères; il assure un solide verrouillage des élytres au corps.

Coaptation 3. — Elle se poursuit sur tout le bord antérieur de l'élytre qui est creusée d'une gouttière et reçoit une expansion marginale de l'abdomen; l'union de ces deux pièces est particulièrement précise.



A. Schéma de *Plea minutissima* vu de profil, montrant la position des coaptations sur le corps de l'insecte.

B. L'élytre droite, vue interne, avec le détail des différentes coaptations. Les coaptations 1, 2, 3, 5, 6, 8, 9 sont représentées en coupe schématique. La coaptation 4 est représentée en perspective, vue du côté externe. co., corie; cl., clavus; c. d., cavité dorsale.

C. Schéma explicatif du bouton-pression (vu de profil). p. s. cx., plaque subcoxale du mesothorax; A 1, premier segment abdominal.

Coaptation 4. — Elle représente la zone postérieure d'affrontement des élytres. Mais, bien qu'elle assure la jonction d'organes symétriques, la structure de la coaptation elle-même est fortement asymétrique puisque le bord de l'élytre droite est formé de petites dents qui se logent dans une profonde gouttière creusée dans l'élytre gauche. Une telle structure répond à la dernière catégorie des coaptations que nous avons précédemment définies ([3]) (cas où les pièces coaptées sont fondamentalement dissymétriques bien qu'appartenant à des organes théoriquement symétriques).

Coaptation 5. — Elle correspond à la zone d'affrontement des deux *clavus*, mais elle est bien moins dissymétrique que la précédente, bien que, sur l'animal, elle ne représente que le prolongement de la coaptation 4.

Coaptation 6. — Elle réunit le bord postérieur du *clavus* à l'écusson. Le bord du *clavus* a la forme d'un crochet qui s'engage dans une gouttière creusée sur le bord de l'écusson. Des coaptations identiques se retrouvent chez de nombreux insectes.

Coaptation 7. — Elle réunit le bord postérieur de la corie au bord antérieur du *clavus*, car chez *Plea* ces deux parties de l'aile sont indépendantes. Cette coaptation est constituée par deux séries de sept dents parfaitement engrenées, placées respectivement sur la corie et sur le *clavus*.

Coaptation 8. — Elle a le même rôle que la précédente, mais elle est moins perfectionnée; elles et formée par un ensemble de gouttières dissymétriques qui se croisent vers le tiers antérieur de l'élytre.

A cet ensemble on peut ajouter une neuvième coaptation fort différente puisqu'elle permet l'accrochage des ailes postérieures aux élytres; elle a exactement le même aspect que celles décrites par Poisson et Corset, par exemple, chez de nombreux Hétéroptères, mais chez *Plea minutissima*, cette coaptation est peut-être inutile car cet Insecte semble avoir perdu la possibilité de voler.

On pourrait d'ailleurs décrire chez *Plea* bien d'autres coaptations : union de pronotum et du bord antérieur de l'écusson, articulations des pattes, etc. Cependant, les huit coaptations élytrales nous semblent particulièrement importantes car elles montrent un exemple net d'adaptation à la vie aquatique. Les élytres de *Plea minutissima* ont en effet perdu leur rôle dans le vol de l'Insecte et sont transformées en une carène dorsale parfaitement profilée dont le rôle essentiel dans la constitution de réserves d'air et dans la nage paraît certain.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

([1]) *Zoologische Jahrbücher-Systematik*, N. F., 32, 1912, p. 390-467.

([2]) *Thèse Sciences*, Nancy (*Bull. Biol. Fr. et Belg.*, 1931).

([3]) *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 1218.

(*Laboratoire de Zoologie, Faculté des Sciences, Reims.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Les conditions de réapparition de la substance fondamentale du cartilage embryonnaire de Poulet détruite par la papaïne.* Note (*) de M. **Henri Girard**, présentée par M. Robert Courrier.

Des tibias de Poulet embryonnaire, soumis à l'action de la papaïne *in vitro* puis cultivés sans papaïne, reconstituent la substance fondamentale du cartilage dans certaines limites. Trois facteurs sont mis en évidence : la concentration en papaïne, la richesse nutritive du milieu et l'âge de l'explant. Le phénomène de restauration de la substance fondamentale n'est pas toujours parallèle à celui de la croissance.

La papaïne détruit la substance fondamentale du cartilage de manière réversible [L. T. Thomas (1) sur le Lapin, 1956; H. B. Fell et L. T. Thomas (2) sur des ébauches cartilagineuses d'embryon de Poulet *in vitro*, 1960]. L'objet de ce travail a été d'étudier les conditions de réversibilité par la méthode de culture d'organe de Et. Wolff et K. Haffen (3).

Des tibias de poulet embryonnaire de 7 jours (sauf mention contraire) ont été explantés et cultivés *in vitro* (témoins) sur le milieu suivant : 7 gouttes de gélose, 2 gouttes de milieu de Tyrode additionné de spécilline G

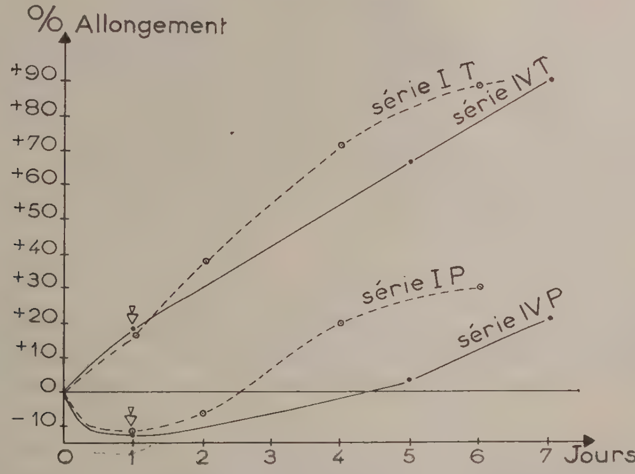


Fig. 1. — Reprise de la croissance en longueur après passage sur le milieu papaïné (série I : 1,2 mg pap./ml; série IV : 2,5 mg/ml). Les flèches indiquent le moment de la transplantation sur le milieu sans papaïne (milieu à base de jus d'embryon). T, tibias témoins; P, tibias papaïnés.

(1 goutte/10 ml de milieu de Tyrode), 1 goutte de sérum de cheval, 3 gouttes de jus d'embryon de 9 jours dilué de moitié dans du milieu de Tyrode. Les tibias controlatéraux ont été cultivés pendant 24 ou 48 h dans le milieu précédent additionné de papaïne (papaïne dissoute dans du milieu de Tyrode et filtrée sur du papier-filtre ordinaire). Puis chacun a été réuni au témoin de la même paire sur un milieu renouvelé sans papaïne. Après quelques jours

(4 à 6 jours) de culture, les tibias sont fixés au mélange de Bouin Hollande et colorés au bleu de toluidine.

1. La réapparition de la substance fondamentale semble sous la dépendance de la concentration du milieu papaïné en papaïne. Un traitement par un milieu contenant 1,2 mg de papaïne filtrée par millilitre n'empêche pas la réapparition ultérieure de la substance fondamentale, à la différence d'un traitement par un milieu plus concentré en papaïne (2,5 mg par millilitre de milieu et au-delà). Dans ce dernier cas la croissance en longueur de l'explant est faible (*fig.* 1) et la substance fondamentale reparaît à peine.

2. La richesse nutritive du milieu conditionne la réapparition de la substance fondamentale. Des milieux synthétiques relativement pauvres (7 gouttes de gélose, 3 gouttes de milieu de Tyrode, 3 gouttes d'une solution

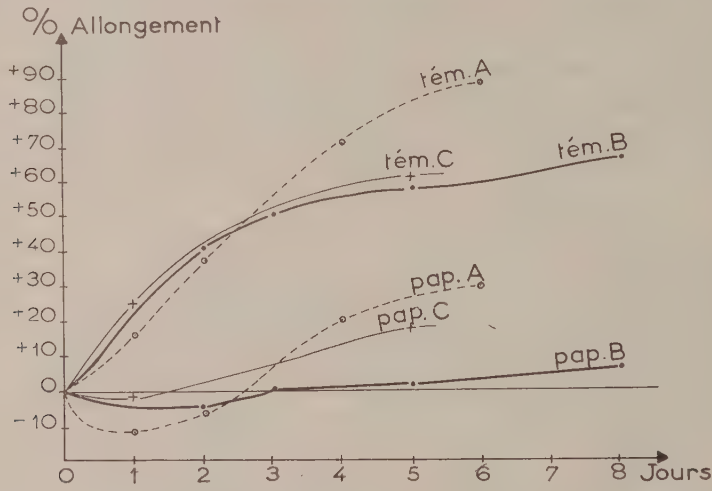


Fig. 2. — Reprise de la croissance sur divers milieux après le contact avec la papaïne. A, milieu à base du jus d'embryon; B, milieu à base de liquide synthétique C/2; C, milieu à base de jus d'embryon enrichi. La transplantation sur le milieu sans papaïne a été faite au 1er jour pour A et C, au 2e jour pour B. Tém., tibias témoins; Pap., tibias papaïnés.

d'acides aminés B/2, C/2 ou C/10 indiquée par Et. Wolff et col. (4) en 1953 n'ont pas permis la réapparition de la substance fondamentale. Les témoins eux-mêmes prennent très peu la coloration métachromatique. Par contre le milieu à base de jus d'embryon enrichi par de la glutamine, du glucose et du $MgSO_4$, $7\,H_2O$ (respectivement 3, 3 et 1,3 °/₀₀ g/l) favorise la réapparition de la substance fondamentale. La coloration métachromatique devient aussi intense que chez les témoins. Ce résultat est meilleur que celui obtenu avec le jus d'embryon simple. Mais la reprise de la croissance en longueur ne semble pas aussi bonne (*fig.* 2, C). Le phénomène de synthèse de la substance fondamentale et celui de croissance n'évoluent donc pas de manière absolument identique.

3. L'âge de l'explant semble intervenir également. Les tibias de 5 jours et demi traités à la papaïne semblent se différencier de la même manière que les témoins. Le tissu cartilagineux acquiert le même degré de développement. Cependant l'explant examiné sitôt après l'influence de la papaïne a diminué de dimensions. Il ne prend pas la coloration métachromatique, pas plus que le témoin en général. La papaïne semble donc influer de manière légèrement différente sur le tissu cartilagineux et sur le tissu précartilagineux.

Conclusion. — Ces expériences permettent de confirmer le parallélisme entre l'influence de la papaïne sur l'adulte et son action sur l'embryon. H. B. Fell et L. T. Thomas [2] avaient déjà noté la reprise de la croissance et la réapparition de la substance fondamentale *in vitro* lorsque l'action de la papaïne sur le cartilage embryonnaire a cessé. La présente étude montre que les deux phénomènes ne sont pas nécessairement liés. Elle tend à mettre en évidence trois facteurs importants de la reconstitution de la substance fondamentale : la concentration en papaïne, la richesse du milieu et l'âge de l'explant.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

[1] L. T. Thomas, *J. Exp. Med.*, 1956, p. 245-252.
[2] H. B. Fell et L. T. Thomas, *J. Exp. Med.*, 1960, p. 719-744.
[3] Et. Wolff et K. Haffen, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1396.
[4] Et. Wolff, K. Haffen, M. Kieny et Em. Wolff, *J. Embryol. exp. Morph.*, 1953, p. 55-84.

(Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France et du C. N. R. S., Paris.)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Féminisation, en culture* in vitro, *du testicule d'embryon de Poulet par le testicule embryonnaire de Souris.* Note (*) de M. **Jean-Pierre Weniger**, présentée par M. Robert Courrier.

Des testicules embryonnaires de Souris de 12 jours à 17 jours et demi exercent un effet féminisant intense sur des gonades mâles d'embryons de Poulet de 5 jours qui leur sont associées en culture *in vitro*.

Après que Et. Wolff et K. Haffen ([1]) eurent obtenu la féminisation des testicules embryonnaires de Canard, en les cultivant *in vitro* au contact de gonades femelles, et que Et. Wolff ([2]) eut obtenu la culture *in vitro* des gonades embryonnaires de Souris, il était logique d'associer entre elles des gonades embryonnaires de Souris de sexe différent, afin de voir s'il se produirait des phénomènes d'intersexualité.

Or, en associant entre eux des ovaires et des testicules d'embryons de Souris de 13 et 14 jours (6 cas; 4 à 6 jours de culture), en associant des ovaires de 15 à 16 jours à des testicules de 12 à 13 jours (4 cas; 5 à 6 jours de culture), réciproquement, en associant des testicules plus âgés (14 à 16 jours) à des ovaires plus jeunes (10 à 13 jours; 5 cas; 4 à 5 jours de culture), Et. Wolff et moi-même n'avons obtenu ni la féminisation des testicules ni la masculinisation des ovaires.

Si, dans les conditions expérimentales qui viennent d'être indiquées, les gonades embryonnaires de Souris d'un sexe n'agissent pas sur celles de l'autre sexe, ne peut-on pas mettre en évidence leur sécrétion hormonale en les associant à des gonades d'Oiseau, qui subiraient des changements intersexcuels ?

Et. Wolff et moi-même ([3]), dans un Mémoire préliminaire traitant essentiellement de la compatibilité interspécifique entre les gonades d'embryons de Canard et de Souris, avions remarqué que des testicules embryonnaires de Canard associés *in vitro* à des testicules embryonnaires de Souris présentaient souvent un épithélium germinatif épais. Les testicules d'embryons de Canard cultivés seuls ne présentant pas cette formation, on pouvait penser que les testicules embryonnaires de Souris exercent une action féminisante sur les gonades mâles de l'embryon de Canard. J'ai cherché à vérifier si le testicule d'embryon de Souris féminiserait de la même manière les gonades mâles de l'embryon de Poulet prélevées à de très jeunes stades du développement. Ainsi le phénomène pourrait apparaître avec plus d'intensité et de constance.

La féminisation est nette 4 jours après que les deux testicules d'un embryon de Souris de 12 à 13 jours aient été associés à la moitié antérieure de l'ébauche gonadique gauche d'un embryon de Poulet de 5 jours, dont on sait qu'il était de sexe mâle, puisque l'ébauche gonadique droite,

de même que la moitié postérieure de l'ébauche gonadique gauche, se sont différenciées en testicules. Ce résultat a été obtenu dans les 15 cas où la combinaison testicule embryonnaire de Poulet-testicule embryonnaire de Souris s'est trouvée réalisée : dans 13 cas, le testicule féminisé se distingue à peine d'un ovaire; dans deux cas, la féminisation est plus faible.

Par contre, au contact d'ovaires embryonnaires de Souris, une moitié d'ébauche gonadique mâle de Poulet n'est pas transformée. Au contraire, c'est le testicule embryonnaire de Poulet qui exerce une action sur l'ovaire embryonnaire de Souris, action non pas transformante, mais nécrosante : Associés à des ébauches gonadiques mâles d'embryons de Poulet de 5 jours, les ovaires embryonnaires de Souris de 12 à 13 jours se nécrosent en l'espace de 2 à 5 jours, tandis que les ovaires d'embryon de Souris cultivés seuls ou en association avec des ovaires d'embryon de Poulet se maintiennent en bon état pendant 4 à 5 jours (4 cas sur 4).

Ce dernier résultat est à rapprocher de celui qu'a obtenu B. Salzgeber [4], lorsqu'elle greffe dans un jeune embryon de Poulet des gonades embryonnaires de Poulet et de Souris d'abord associées en culture : l'ovaire de Souris présente des follicules primordiaux dégénérés quand il se trouve côte à côte avec un testicule de Poulet; au contraire, il se développe normalement au contact d'un ovaire de Poulet.

Conclusion. — La féminisation du testicule embryonnaire de Poulet par le testicule embryonnaire de Souris suggère l'hypothèse d'une différence de nature entre les hormones testiculaires des embryons des deux espèces. On peut mettre ce résultat en parallèle avec le fait que la plupart des substances hormonales du groupe de l'androstérone ont une action féminisante sur les gonades de l'embryon de Poulet [5]. On peut encore se demander si la sécrétion normale du testicule embryonnaire de Souris n'est pas dénaturée dans les conditions de la culture hors de l'organisme.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) Et. Wolff et K. Haffen, *Arch. Anat. micr. Morph. exp.*, 41, 1952, p. 184-207.

(2) Et. Wolff, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1712.

(3) Et. Wolff et J.-P. Weniger, *J. Embryol. exp. Morph.*, 2, 1954, p. 161-171.

(4) B. Salzgeber, *Comptes rendus*, 251, 1960, p. 1576.

(5) Et. Wolff, G. Strudel et Em. Wolff, *Arch. Anat. Hist. Embryol.*, 31, 1948, p. 237-310.

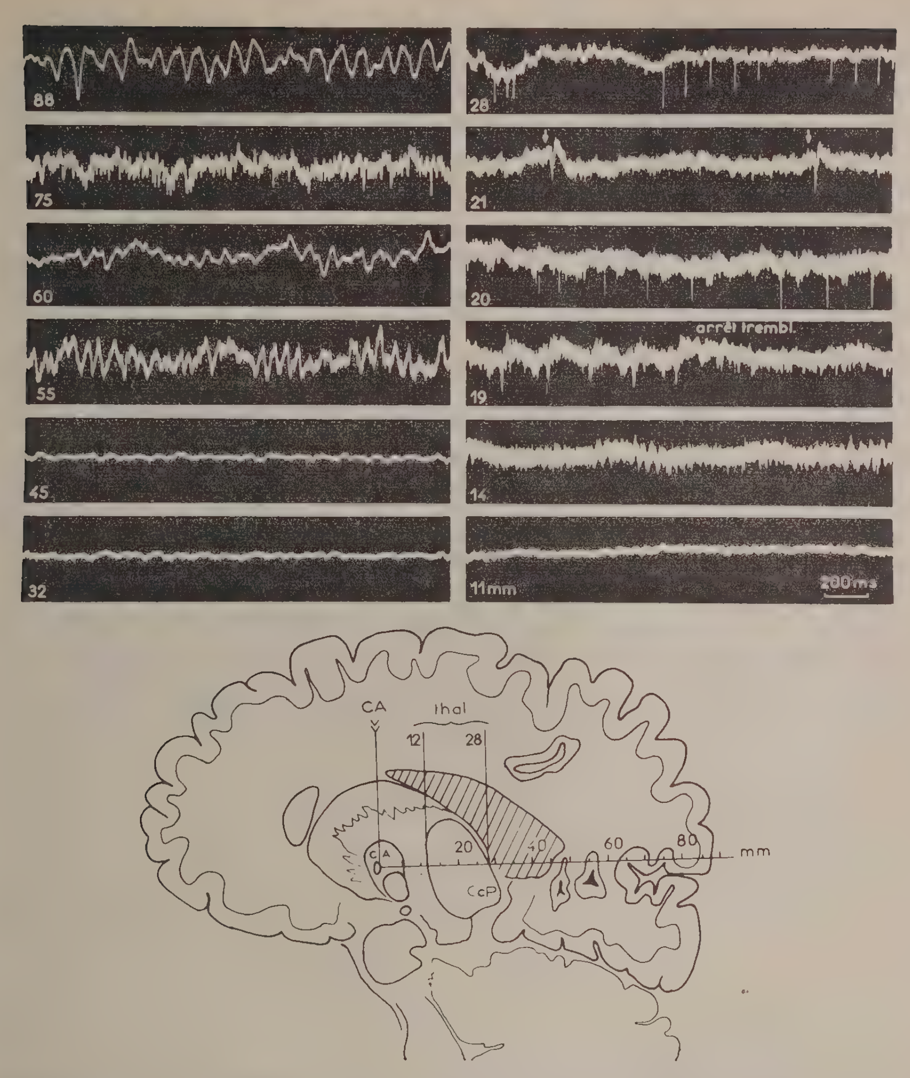
NEUROPHYSIOLOGIE APPLIQUÉE. — *Identification et délimitation précise de certaines structures sous-corticales de l'Homme par l'électrophysiologie. Son intérêt dans la chirurgie stéréotaxique des dyskinésies.* Note de Mmes **Denise Albe-Fessard**, **Geneviève Arfel**, MM. **Gérard Guiot**, **Jules Hardy**, **Guy Vourc'h**, **Étienne Hertzog** et **Pierre Aléonard**, transmise par M. Robert Courrier.

Les lésions stéréotaxiques destinées à obtenir la régression des syndromes dyskinétiques (le plus souvent parkinsonniens) sont faites dans les noyaux gris centraux et plus particulièrement dans le noyau *ventralis lateralis* du thalamus. La localisation de la région à éliminer est établie selon des coordonnées géométriques, fournies par l'étude anatomique de nombreuses séries de coupes cérébrales, les plans de ces coupes étant orientés suivant une ligne de base, qui est retrouvée chez le malade grâce à une ventriculographie per-opératoire : ainsi se fait la transposition des données anatomiques au sujet opéré.

Mais cette transposition, calculée pour la « moyenne » des cas, est sujette à des erreurs, imputables aux écarts individuels. Des variations, de l'ordre de plusieurs millimètres, peuvent être ainsi la cause imprévue d'insuccès opératoires ou de débords lésionnels préjudiciables. Aussi a-t-on cherché à éviter ces causes d'erreurs par l'étude fonctionnelle des structures profondes : la stimulation électrique, procédé qui a été particulièrement étudié par l'un de nous (1), est utile, mais ses résultats sont encore approximatifs; l'enregistrement électro-encéphalographique de profondeur n'a pas davantage permis de reconnaître ni de délimiter les structures traversées.

Or, repérage et identification sont couramment obtenus, au cours des descentes d'électrodes chez l'animal. Il était donc tentant d'essayer d'appliquer à l'Homme les techniques utilisées au laboratoire. C'est ce que, depuis deux mois, nous avons entrepris et réalisé avec succès.

L'utilisation d'électrodes bipolaires concentriques de dérivation permet de reconnaître avec précision substance blanche et substance grise, à la condition que l'électrode centrale, suffisamment fine et correctement affûtée, permette d'observer les activités très brèves qui constituent les trains d'impulsion partant des corps cellulaires dans les amas gris rencontrés. La figure donne un exemple des différences observées dans les tracés selon qu'on se trouve dans la substance blanche (ou le ventricule) ou bien dans une région contenant des cellules (repli cortical ou thalamus). Ce mode de repérage permet, à une fraction de millimètre près, de saisir l'entrée de l'électrode dans le thalamus, et sa sortie : passage du noyau *ventralis lateralis* à la capsule interne. Ainsi est délimitée avec précision la



Fragments de tracés enregistrés pendant la descente d'une électrode bipolaire suivant la trajectoire parasagittale indiquée sur le schéma du bas. Les nombres, *à gauche et en bas de chaque tracé*, indiquent en millimètres la distance séparant la pointe de l'électrode du bord postérieur de la commissure antérieure (C. A.) pris comme zéro. A 88 mm en arrière de C. A. : couche corticale, l'électrode centrale fine a déjà dû traverser la couche cellulaire de sorte que l'activité lente est seule enregistrée; — 75, activité rapide constituée de trains d'influx, indiquant la traversée d'un premier repli cortical; — 60, substance blanche; — 55, nouveau repli cortical; — 45 et 32, cavité ventriculaire; — 28, entrée dans le thalamus (Pulvinar); — 21, noyau *ventralis postero-lateralis* (V. P. L.). Région représentant le dos de la main; en cet endroit une légère tape (flèche) provoque un potentiel évoqué; — 20, toujours dans le V. P. L. une unité pulse au rythme du tremblement; — 19, un peu plus en avant dans le V. P. L. activités rythmiques cessant à l'arrêt du tremblement (*voir* texte);. — 14, noyau *ventralis lateralis* (zone désignée à l'élimination); — 11, capsule interne (la suppression des activités rapides s'est faite à 12).

En bas, à gauche, coupe parasagittale dans le plan de latéralité 16 mm emprunté par l'électrode, et retouchée conformément aux données électrophysiologiques.

zone à éliminer. Les activités sont enregistrées ici sur un oscillographe cathodique, mais pour les observations courantes on les reconnaît plus simplement grâce à un haut-parleur branché sur la chaîne d'amplification.

Au cours de ces explorations, nous avons eu l'occasion de parcourir une portion du relais thalamique primaire de la somesthésie (ventral postérieur, partie latérale). Chez une malade, nous avons pu observer dans ces conditions une très bonne somatotopie des activités évoquées : en un point donné, celles-ci apparaissaient lors de la seule stimulation de la face externe de la main contro-latérale; puis, à moins de 1 mm d'écart, lors de la stimulation de la pulpe de l'index, et uniquement elle.

Dans cette même région thalamique, nous avons vu apparaître au cours du tremblement et à la fréquence de celui-ci, des activités rythmiques ressemblant à des potentiels évoqués. Ces activités disparaissaient dès que la malade cessait de trembler. Ces observations étaient rendues possibles par une anesthésie très légère au viadril; celle-ci ne laissait apparaître le tremblement que pendant la courte période d'éveil qui suivait un appel du malade. Il est difficile pour l'instant de dire si ces activités thalamiques rythmiques sont évoquées par le tremblement ou en corrélation avec les facteurs qui le provoquent. Il nous semble qu'il s'agit ici d'un potentiel évoqué par l'excitation des récepteurs articulaires ou cutanés de la main du malade. Cette observation s'accorde avec celle que Cordeau et coll. [2] ont faite au niveau de l'aire somatique primaire.

(1) G. Guiot, M. Sachs, E. Hertzog, S. Brion, J. Rougerie, J. C. Dalloz et F. Napoleone, *Neuro-Chirurgie*, 5, 1959, p. 17.

(2) J.-P. Cordeau, J. Gybels, H. Jasper et L. Poirier, *Neurology*, 10, 1960, p. 591-600.

(*Centre d'Études de Physiologie nerveuse du C. N. R. S., Service de neurochirurgie du Centre médico-chirurgical, Foch, Suresnes-Paris.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Étude au microscope électronique des cellules ε chez la Taupe.* Note (*) de MM. **Marc Herlant** et **Jean Klastersky**, présentée par M. Robert Courrier.

L'étude au microscope électronique de l'antéhypophyse chez la Taupe en lactation confirme la nature spécifique des cellules ε. Elle démontre, en outre, que les grains de sécrétion se forment bien au niveau de l'appareil de Golgi.

L'étude en microscopie électronique de l'hypophyse de lactation a déjà été abordée chez la Ratte [1], [2]. Toutefois, l'hypophyse de la Taupe se prête d'une manière bien plus favorable à une telle étude. En effet, chez les taupes qui allaitent, les cellules ε auxquelles on doit attribuer la sécrétion de la prolactine prédominent de manière massive dans la région ventrale de l'antéhypophyse et manifestent à ce moment les images classiques d'une intense activité sécrétoire [3], [4]. Ces cellules constituent donc un matériel de choix pour étudier au microscope électronique le processus de la sécrétion au niveau de l'hypophyse.

Pour pratiquer cette recherche, nous avons utilisé quatre taupes en pleine lactation. Après décapitation de l'animal, l'hypophyse a été isolée aussi rapidement que possible et des fragments de sa région ventrale ont été fixés dans l'acide osmique tamponné. Les pièces ont été incluses au méthacrylate et coupées au microtome Porter-Blum. Les coupes ont été colorées à l'acétate d'uranyle et recouvertes sur leurs deux faces d'un film de carbone. Elles ont été examinées au microscope Siemens et le grossissement direct a varié de 2 500 à 7 300. D'autre part, des coupes semi-fines provenant des mêmes blocs ont été colorées par une variante du Cleveland-Wolfe et examinées au microscope optique.

Grâce à cette manière de procéder, le repérage des cellules ε devient très aisé. Le microscope optique révèle en effet dans ces prélèvements, une prédominance de gros éléments partiellement dégranulés dont les granulations siègent uniquement à la périphérie de la cellule et sont érythrosinophiles. Ils se distinguent des cellules α dont les granulations sont orangeophiles et très abondantes. En confrontant cette image avec celle qu'on observe à faible grossissement au microscope électronique, on retrouve sans peine ces deux catégories d'éléments. Les cellules α ont une forme arrondie, elles apparaissent bourrées de granulations dont la condensation est si dense qu'elle ne permet pas de distinguer nettement le réticulum endoplasmique. L'appareil de Golgi est de plus, réduit et se limite à la présence de quelques vacuoles et quelques sacs membraneux. Les cellules ε offrent une morphologie bien distincte. Leurs noyaux sont fortement indentés et contiennent un nucléole très apparent. Leurs granulations sont beaucoup plus dispersées et de taille nettement plus réduite que celle des

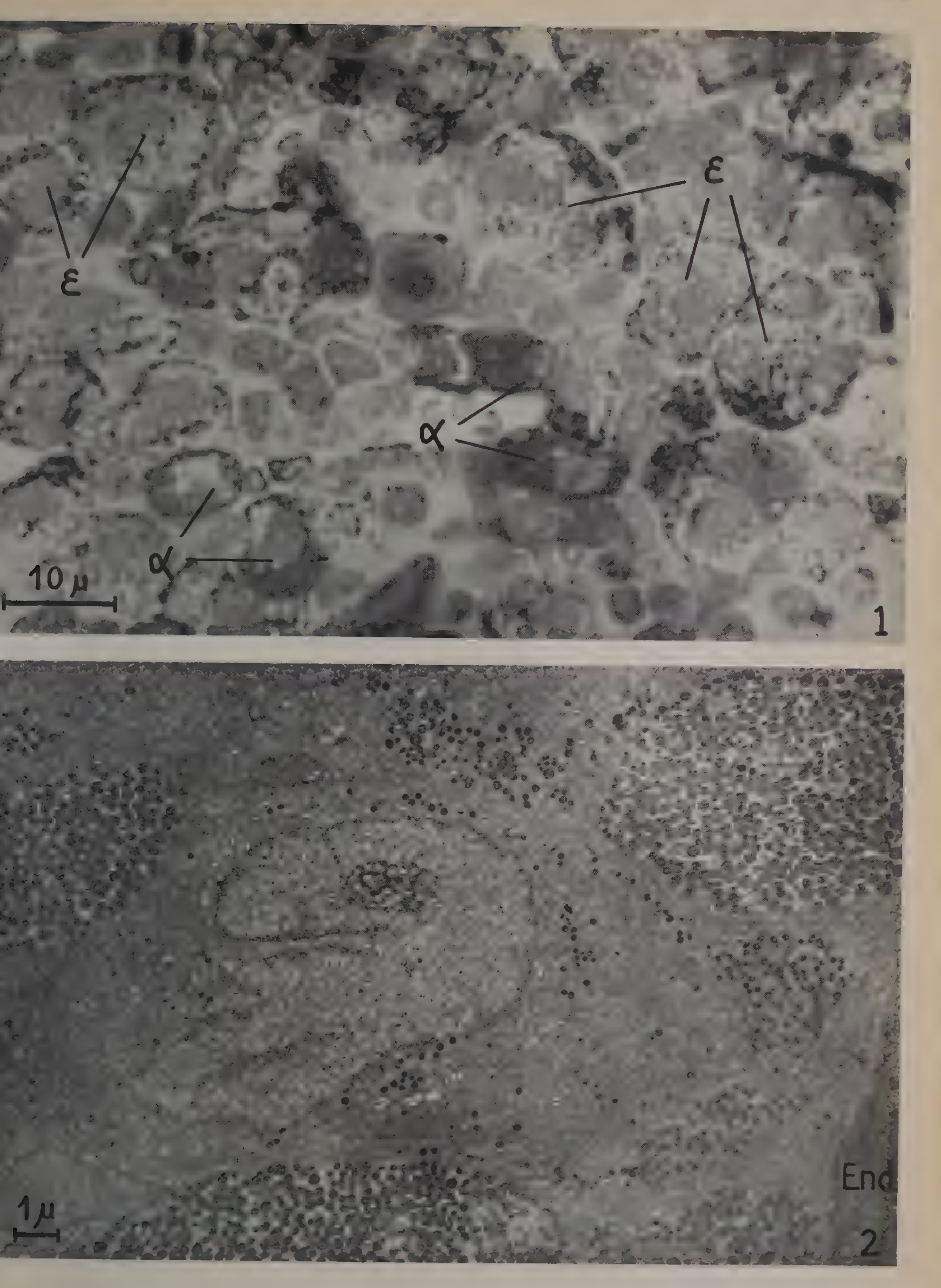
cellules α, le diamètre moyen des granulations α est de 170 mμ et celui des granulations ε de 85 mμ. Dans les cellules ε, les granulations se disposent en file le long de la membrane cellulaire et ne se condensent qu'à l'un des pôles de la cellule. Ces éléments se caractérisent en outre par le développement de leur réticulum interne qui forme des séries parallèles de doubles membranes auxquelles sont accolés des grains de Palade en particulière abondance. D'autre part, la zone golgienne est beaucoup plus étendue qu'au niveau des cellules α mais à ce grossissement, on y constate surtout la présence de grandes vacuoles.

A un grossissement plus élevé, la structure des organites cellulaires se précise et les distinctions entre cellules α et cellules ε s'accusent. Alors que dans les cellules α, les lamelles du réticulum interne sont rares et mal visibles et que les ribosomes semblent éparpillés entre les granulations dans les cellules ε, ces mêmes lamelles bordent des sacs ergastoplasmiques bien délimités qui se dilatent fréquemment pour former des espaces lacunaires, les ribosomes très abondants, sont tantôt accolés à la face externe des sacs ergastoplasmiques, tantôt assemblés en rosettes dans les espaces interstitiels. L'étude de l'appareil de Golgi dans les cellules ε se révèle particulièrement instructive car elle confirme entièrement la thèse défendue par Farquhar et Wellings [5] suivant laquelle cet organite prend une part active à l'élaboration des granulations hypophysaires. Dans ces cellules, l'appareil de Golgi occupe une fraction importante du cytoplasme, il offre une disposition tantôt semi-lunaire, tantôt circulaire qui est attribuable à une condensation particulièrement élevée de sacs golgiens aplatis disposés en lames parallèles. Par endroits, les sacs s'écartent les uns des autres pour donner naissance à des vacuoles qui sont souvent de grande taille. D'autre part, vacuoles et sacs golgiens sont entourés d'une nuée très dense de petites vésicules dont en certains points on suit aisément la genèse à partir de ces mêmes sacs, à leurs extrémités en effet, ils prennent un aspect moniliforme et se fragmentent en vésicules. C'est dans cette région de la cellule qu'apparaissent les grains de sécrétion. A première vue, ces grains semblent se constituer par accumulation de matériel dense au sein d'une vacuole golgienne et l'on aperçoit dans la zone de Golgi de nombreux

EXPLICATION DES PLANCHES.

Planche I. — Coupe semi-fine colorée suivant la technique tétrachrome et examinée en microscopie optique. On aperçoit de nombreuses cellules ε caractérisées par un liséré périphérique de granulations et qui se distinguent des cellules α dont le cytoplasme est encombré de granulations.

Planche II. — Cellule ε entourée de trois cellules α (Gr. direct × 2 500). On distingue le noyau indenté de la cellule ε, son gros nucléole. Les granulations sont très dispersées et uniquement condensées au voisinage d'une cellule endothéliale. Réticulum endoplasmique bien développé. L'appareil de Golgi hypertrophié apparaît sous la forme de vacuoles.


ε
ε
α
α
10 μ
1
1 μ
End
2

BIOCHIMIE THÉORIQUE. — *Sur le déplacement chimique des raies de résonance magnétique nucléaire des protons des hétérocycles aromatiques d'intérêt biochimique.* Note (*) de MM. **Alain Veillard** et **Bernard Pullman**, présentée par M. Louis de Broglie.

La résonance magnétique nucléaire offre un moyen à peu près unique pour atteindre les valeurs des charges électriques portées par les différents carbones des hétérocycles aromatiques. En effet, le déplacement chimique τ pour les protons de tels hétérocycles dépend principalement de deux effets : *a.* effet dû au courant interne dans le cycle $\tau_1 = H/H_0$ (H_0, champ appliqué; H, champ secondaire induit à l'emplacement du proton) [1] et *b.* effet dû à la charge q en électrons π du carbone auquel est lié le proton et supposé proportionnel à cette charge $\tau_2 = aq$ [2]. La quantité $\tau_{exp} + H/H_0$ doit donc être proportionnelle à la charge q.

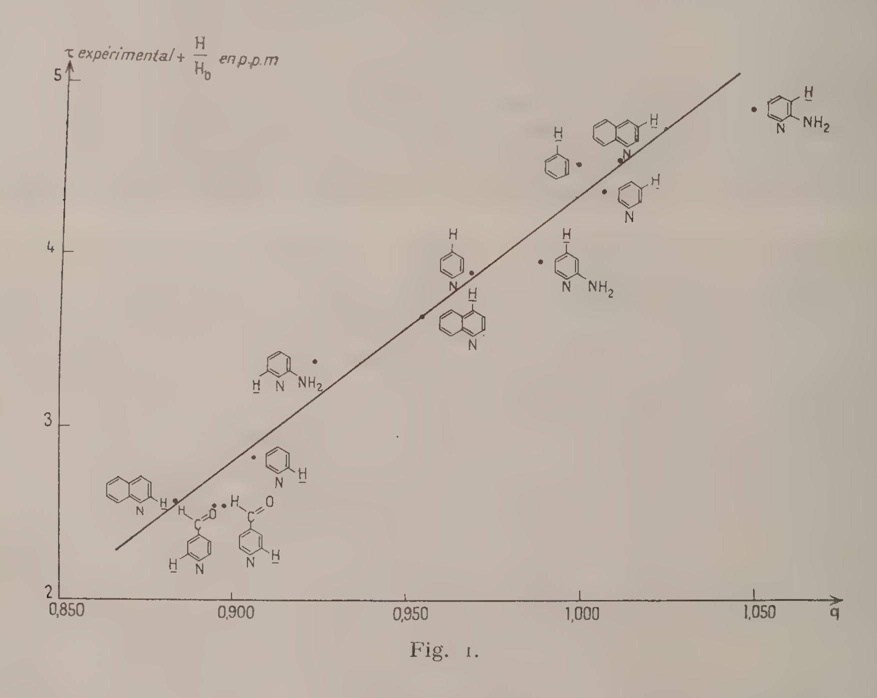


Fig. 1.

Nous nous sommes proposés d'utiliser le procédé pour la vérification des calculs sur la distribution des charges électriques dans les bases hétérocycliques d'intérêt biochimique. Le présent travail présente des résultats préliminaires obtenus pour la purine, l'adénine, la 2.6-diaminopurine, l'indole et quelques bases plus simples.

L'effet dû au champ secondaire induit, H/H_0, a été évalué par la méthode des orbitales moléculaires d'après un calcul de perturbation proposé par

Mac Weeny ([3]), en adoptant pour valeur de l'intégrale d'échange carbone-carbone $\beta = -36{,}5$ kcal/mole ([4]). Les charges q sont celles obtenues récemment par la méthode des orbitales moléculaires self-consistantes ([5]).

Les déplacements chimiques expérimentaux sont groupés en deux séries correspondant, l'une ([6]) au liquide pur, l'autre ([7]) aux résultats de différents auteurs pour des composés en solution (la concentration restant généralement voisine de 5 %).

Les résultats sont présentés sur les figures 1 et 2. Ils suggèrent les commentaires essentiels suivants :

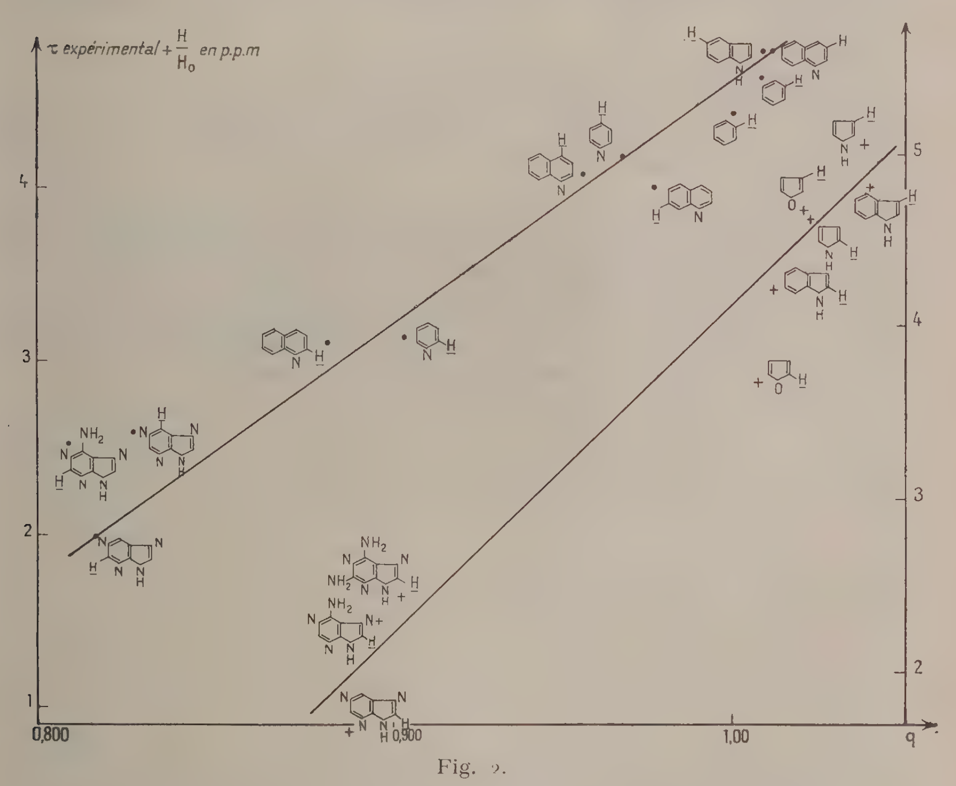


Fig. 2.

L'échelle de gauche correspond aux protons des cycles hexagonaux, celle de droite aux protons des cycles pentagonaux.

1° La proportionnalité entre le déplacement chimique et la charge paraît excellente dans une série homogène (pyridine et quinoléine de la figure 1).

2° Les protons des cycles hexagonaux et pentagonaux semblent se placer sur deux droites distinctes de pentes différentes [15 parties par million par électron pour les premiers, en bon accord avec le résultat de 13,4 parties par million par électron de Mac Lean et Mackor ([8]) et 20 parties par million par électron pour les seconds]. D'après la figure 2 la différence des déplace-

ments chimiques pour deux protons portés par des carbones de charge unitaire sur des cycles hexagonal et pentagonal serait de 0,50 parties par million à rapprocher de la différence pour les protons oléfiniques du cyclohexadiène et du cyclopentadiène 0,64 parties par million (7).

Une description plus complète de ces résultats sera donnée dans une publication séparée (9).

(*) Séance du 6 novembre 1961.

(1) *Voir* par exemple : J. A. Pople, W. G. Schneider et H. J. Bernstein, *High Resolution Nuclear Magnetic Resonance*, Mac Graw Hill, 1959, p. 180.

(2) G. Fraenkel, R. Carter, A. Mac Lachlan et J. Richards, *J. Amer. Chem. Soc.*, 82, 1960, p. 5846.

(3) R. Mac Weeny, *Mol. Phys.*, 1, 1958, p. 311.

(4) R. S. Mulliken et R. G. Parr, *J. Chem. Phys.*, 19, 1951, p. 1271.

(5) A. Veillard et B. Pullman, *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 2277.

(6) M. Freymann, R. Freymann et D. Libermann, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2185; M. Freymann, R. Freymann et C. Geissner-Prettre, *Bulletin Ampère*, 9e année, 1960, p. 506.

(7) Communication personnelle de M. Tiers; J. A. Elvidge et L. M. Jackman, *J. Chem. Soc.*, 1961, p. 859; T. Schaeffer et W. G. Schneider, *J. Chem. Phys.*, 32, 1960, p. 1224; L. Cohen, J. Daly, H. Kny et B. Witkop, *J. Amer. Chem. Soc.*, 82, 1960, p. 2184; C. D. Jardetzky et O. Jardetzky, *J. Amer. Chem. Soc.*, 82, 1960, p. 222.

(8) C. Mac Lean et E. L. Mackor, *J. Chem. Phys.*, 34, 1961, p. 2208.

(9) Ce travail a été effectué en exécution de la convention de Recherche no 61-FR-134 de la Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique.

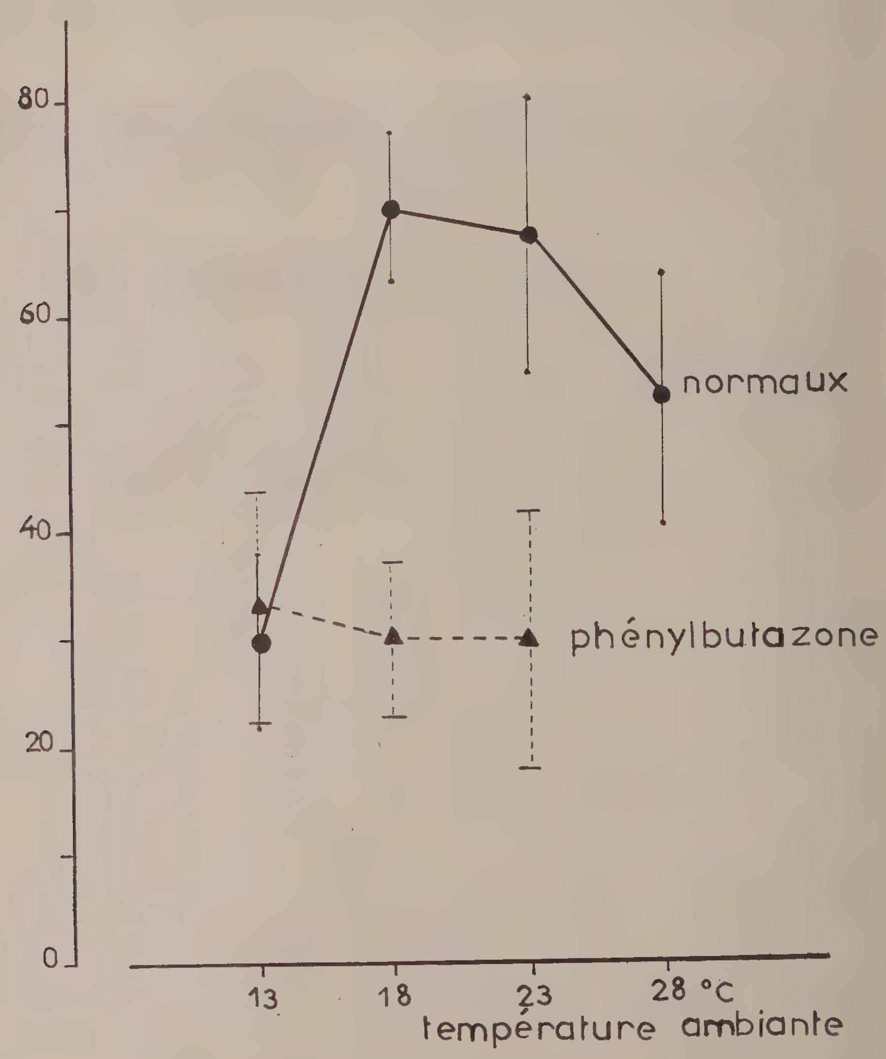
PHARMACODYNAMIE. — *Influence de la température ambiante sur l'inflammation de la patte du Rat et sur l'effet anti-inflammatoire de la phénylbutazone.* Note de MM. **Yves Cohen** et **Paul Got**, présentée par M. René Fabre.

A la température ambiante de 13°C, l'œdème topique provoqué par injection d'une suspension de kaolin dans la patte du Rat est nettement moins important qu'à 18, 23 ou 28°C et n'est pas empêché par la phénylbutazone qui paraît ainsi perdre ses propriétés anti-inflammatoires.

L'importance de la température ambiante sur le développement de l'inflammation a, de tout temps, été soupçonnée [Garcet ([1])], mais elle ne semble pas avoir fait l'objet d'études systématiques. Dans le cadre de l'analyse du mécanisme d'action des substances inflammatoires et de leurs antagonistes [Cohen et Boismare ([2])], nous avons été amené à étudier, en fonction de la température ambiante, la réaction inflammatoire de la patte postérieure du Rat, consécutive à l'injection locale d'une suspension de kaolin, chez l'animal normal et chez l'animal préalablement soumis à l'administration de phénylbutazone.

Technique. — Des lots homogènes de rats mâles, pesant de 110 à 140 g, sont placés 2 h avant et pendant l'expérience dans un local dont la température est de 13, 18, 23 ou 28°C suivant la série d'expériences. Un premier lot d'animaux reçoit, dans les loges aponévrotiques de la patte postérieure, une injection de 0,1 ml d'une suspension aqueuse stérile de kaolin à 10 %. Un deuxième lot de rats reçoit, une demi-heure avant l'administration locale de kaolin, une injection intrapéritonéale de phénylbutazone en solution dans un mélange à parties égales d'eau distillée et de triéthylène-glycol [Domenjoz ([3])], à la dose de 100 mg par kilogramme de poids corporel et sous un volume de 0,05 ml. Le volume de la patte est mesuré à l'aide du pléthysmographe de Chevillard ([4]) avant puis toutes les heures jusqu'à la 7e heure après l'injection du kaolin. Les animaux, sacrifiés en fin d'expérience, ne sont donc pas réutilisés. Les expériences sont répétées jusqu'à atteindre un nombre d'animaux suffisant pour obtenir des résultats significatifs. L'augmentation du volume de la patte est exprimé en pour-cent du volume initial ([2]).

Résultats. — 1° *Influence de la température ambiante sur le développement de l'œdème topique chez le Rat normal.* — L'injection de kaolin détermine une augmentation du volume de la patte du Rat, qui évolue dans le temps et qui est maximale à la 5e heure : 30 $\pm$ 8 % à 13°C (54 animaux), 70 $\pm$ 7 % à 18°C (53 animaux), 65 $\pm$ 13 % à 23°C (63 animaux) et 55 $\pm$ 12 % à 28°C (9 animaux). La figure 1 met en relief la dépendance du développement de l'œdème vis-à-vis de la température ambiante.



Effet de la température ambiante sur l'œdème au kaolin de la patte du Rat normal (traits pleins) et du Rat soumis à la phénylbutazone (tirets). L'œdème est exprimé par le pourcentage de l'augmentation de volume, à la 5e heure après injection de kaolin, par rapport au volume initial de la patte.

2° *Influence de la température ambiante sur le développement de l'œdème topique chez le Rat soumis à la phénylbutazone.* — L'œdème se développe pendant la première heure puis demeure pratiquement stationnaire jusqu'à la fin de l'expérience. L'augmentation du volume de la patte est,

à la 5[e] heure, de 33 ± 10 % à 13°C (24 animaux), de 30 ± 7 % à 18°C (24 animaux), de 30 ± 12 % à 23°C (25 animaux). Suivant la température ambiante, la phénylbutazone paraît s'opposer ou non au processus inflammatoire étudié, puisque à 13°C la réduction de l'œdème est nulle tandis qu'elle est de 57 % à 18°C et de 54 % à 23°C (*fig.* 1).

Discussion. — Ces résultats soulignent l'influence de la température ambiante sur l'œdème au kaolin et apportent la preuve que l'estimation des effets d'une substance pharmacologiquement active dépend directement des conditions expérimentales et singulièrement de la température ambiante [Quevauviller et Binet (5)] même chez l'homéotherme.

Conclusion. — Le développement de l'œdème topique au kaolin de la patte postérieure du Rat est directement influencé par la température ambiante. De ce fait, la phénylbutazone, anti-inflammatoire à 23 et à 18°C, ne manifeste plus ses propriétés à 13°C.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) S. Garcet, *Thérapie*, 13, 1958, p. 549.
(2) Y. Cohen et F. Boismare, *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 216.
(3) R. Domenjoz, *Actualités pharmacologiques*, Masson, Paris, 7, 1954, p. 73.
(4) L. Chevillard, *Revue du rhumatisme*, 19, 1952, p. 1051.
(5) A. Quevauviller et P. Binet, *Produits Pharm.*, 15, 1960, p. 3.

(*Laboratoire de Pharmacodynamie,*
École Nationale de Médecine et de Pharmacie, Rouen.)

MICROBIOLOGIE. — *Étude immunochimique de la protéine M de* Streptococcus pyogenes *du type* 24. Note (*) de M. **Philippe Cayeux**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les premiers résultats d'une étude immunochimique de la protéine M de *Streptococcus pyogenes* du type 24 montrent la complexité antigénique de cette protéine.

Lancefield a montré en 1928 (1) qu'en traitant des streptocoques du groupe A par l'acide chlorhydrique à 100° on en extrait une protéine d'un type spécial, l'antigène M, qui précipite les sérums spécifiques de type.

Dans ce travail nous exposons les premiers résultats d'une étude immunochimique de l'antigène M du type 24.

Matériel et méthodes. — Nous avons utilisé au cours de ce travail les souches suivantes de streptocoques du groupe A de type 24 inscrits à notre collection : 18 t. 24, 51 t. 24, 259 t. 24, 368 t. 24. La première avait été préalablement rendue très virulente par de nombreux passages sur souris blanches.

Nous avons préparé sur lapin, 12 sérums, en les hyperimmunisant avec des streptocoques de la souche 18 t. 24. Trois de ces sérums ont été mélangés pour constituer un pool.

Les sérums donnent une précipitation spécifique du type à la suite d'absorptions successives par des streptocoques de types hétérologues.

Les diffusions en gélose ont été faites suivant la méthode de Oudin, avec la technique d'Ouchternoly, les immunoélectrophorèses par la méthode de Grabar et Williams (2), les dosages des protéines ont été faits par la réaction de Folin et Ciocalteu.

Résultats. — *Hétérogénéité antigénique de la protéine M du type* 24. — Si l'on dose l'azote des précipités obtenus en mélangeant une quantité constante de sérum 24 et des quantités croissantes d'extraits acides (faits selon la méthode de Lancefield) de streptocoques du type 24, on obtient une courbe (*fig.* 1) qui, après un maximum net, redescend lentement et très irrégulièrement sans atteindre 0 malgré un grand excès d'antigène. L'épreuve de précipitation interfaciale (« ring test ») pratiquée sur les surnageants de la partie descendante de la courbe montre qu'ils contiennent non seulement un excès d'antigène mais aussi une quantité notable d'anticorps.

Ces résultats sont caractéristiques d'un système précipitant complexe comportant plusieurs couples antigène-anticorps distincts.

La double diffusion en gélose des sérums 24 et d'extraits acides de différentes souches du même type montre que, parmi nos sérums 24, les uns donnent deux traits de précipitation, les autres un seul trait (*fig.* 2).

Les immunoélectrophorèses de ces mêmes extraits en présence de certains sérums 24 montrent qu'il existe en réalité trois fractions antigéniques : deux d'entre elles ont une migration très faible, la troisième migre nettement vers le pôle positif.

Fractionnement chimique des extraits. – Nous avons adopté pour séparer et purifier partiellement les constituants antigéniques, la méthode suivante :

Les bactéries de 16 l de cultures sont centrifugées, lavées, puis reprises dans 40 ml de HCl N/5. Elles sont alors placées dans un bain-marie à 100° pendant 15 mn. Après refroidissement les germes sont centrifugés et le

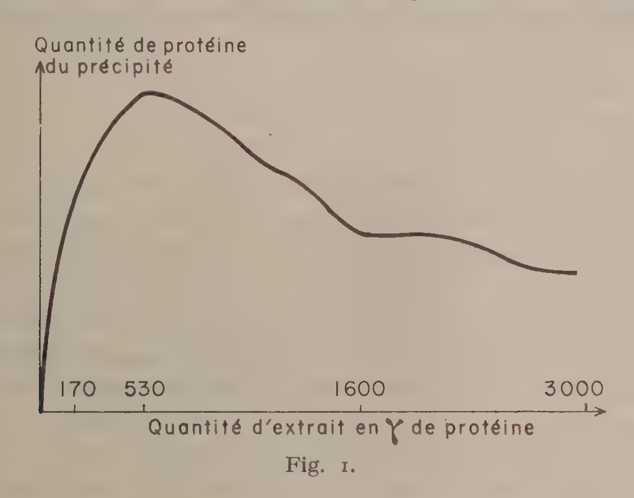


Fig. 1.

surnageant est amené à pH 3,2 par la lessive de soude pure. Le mélange est alors laissé trois jours à + 4°, puis centrifugé. Le précipité qui apparaît est repris par du tampon véronal à pH 8,2 et constitue la fraction A. On ajoute au surnageant 5 % d'alcool à 96°. Après 48 h un précipité apparaît, qui est éliminé. Le surnageant constitue la fraction B.

Étude immunochimique des deux fractions. — Les diffusions en gélose montrent que les fractions A et B constituent chacune un antigène différent contenu dans l'extrait de Lancefield. Cependant, jusqu'à maintenant nous n'avons pas réussi à débarrasser la fraction B d'une trace d'impureté porteuse du motif antigénique A.

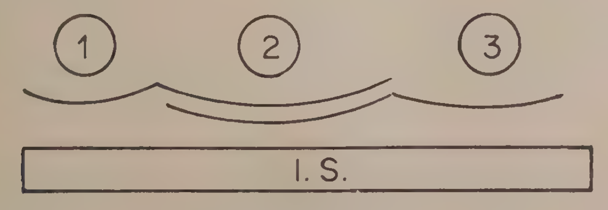


Fig. 2.

Diffusion en gélose :

IS, sérum 24; 1, fraction A; 2, extrait de Lancefield du type 24; 3, fraction B.

Au point de vue chimique, les deux fractions semblent toutes deux être de nature protéique. Elles sont précipitables par le sulfate d'ammonium à 60 % de saturation et sensibles à la trypsine.

Discussion. — Des résultats qui précèdent on peut conclure que l'antigène précipitant du type 24 du Streptocoque du groupe A, tel qu'il se trouve dans l'extrait de Lancefield, est certainement constitué de plusieurs fractions antigéniques. On ne peut, pour le moment, préjuger de l'état dans lequel l'antigène M se trouve dans la bactérie intacte. Mais certains points prêtent à discussion et demandent une étude plus approfondie :

La discordance entre les résultats des diffusions en gélose qui montrent deux traits et les immunoélectrophorèses qui en montrent trois n'est pas étonnante. Cela tient probablement à la moins grande sensibilité de la première méthode dans laquelle deux des traits de précipitation peuvent être confondus.

Nous avons vu que tous les sérums ne contiennent pas tous les anticorps contre les différentes fractions. Certains ne donnent qu'un trait de précipitation.

Nous avons constaté par ailleurs que certains sérums de type 24 sans pouvoir précipitant ont néanmoins un pouvoir protecteur chez la Souris ([3]).

Nous poursuivons actuellement les essais de purification plus poussée de nos fractions, ce qui nous permettra, par des absorptions des sérums 24 avec chacune de ces fractions, d'étudier le rôle de chacun des anticorps correspondants dans la précipitation et la séroprotection.

Enfin plusieurs travaux ont déjà montré que l'antigène précipitant de certains types de streptocoques A était immunologiquement complexe ([4]), ([5]), ([6]).

(*) Séance du 13 novembre 1961.

([1]) R. C. Lancefield, *J. Exp. Med.*, 47, 1928, p. 91-103, 469-480 et 481-491.
([2]) P. Grabar et C. A. Williams, *Bioch. Bioph. Acta*, 17, 1955, p. 67-74.
([3]) R. Wahl et P. Cayeux, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1150.
([4]) R. C. Lancefield, *J. Exp. Med.*, 106, 1957, p. 525-544.
([5]) G. G. Wiley et A. T. Wilson, *J. Exp. Med.*, 113, 1961, p. 451.
([6]) R. Wahl, P. Cayeux et E. Derlot, *Ann. Inst. Pasteur*, 99, 1960, p. 654-663.

(*Institut Pasteur, Paris.*)

VIROLOGIE. — *Comparaison du mode d'action, sur le virus de la Mosaïque du Tabac, des inhibiteurs de virus récemment mis en évidence chez la Moule* (Mytilus edulis *var.* galloprovincialis) *et l'Huître portugaise* (Crassostrea angulata). Note (*) de M. **Pierre Limasset**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Des essais réalisés, à l'aide du Tabac hypersensible *Xanthi n. c.*, par la technique des disques flottants, ont permis de confirmer que les extraits de Moule se comportent comme inhibiteurs de multiplication, tandis que ceux de l'Huître sont uniquement des inhibiteurs d'installation.

Certains résultats relatés dans une Note antérieure [1] nous avaient conduit à supposer que les extraits d'Huître portugaise se comportaient exclusivement comme inhibiteurs d'installation, tandis que ceux de la Moule, appliqués après l'inoculation, inhibaient la multiplication du virus déjà installé. De nouveaux résultats expérimentaux sont venus appuyer cette hypothèse.

Des feuilles de Tabac *Xanthi n. c.*, variété hypersensible au virus de la Mosaïque du Tabac, étaient inoculées au carborundum, sur toute leur surface, avec une préparation de ce virus. On prélevait ensuite, soit immédiatement (temps ε), soit au bout de 30 mn, 1, 2, 3 ou 4 h, suivant les lots, quatre disques foliaires d'égale surface de chaque côté de la nervure médiane. Pour chaque feuille inoculée, les quatre disques prélevés sur une moitié étaient mis à flotter, épiderme supérieur placé en bas, dans une boîte de Petri, à la surface d'un liquide obtenu en mélangeant 1 vol de solution de Knop au 1/5 et, suivant les cas, 1 vol d'extrait brut de Moule ou d'Huître. Les quatre disques prélevés sur l'autre moitié étaient disposés à la surface d'une solution de Knop au 1/10 et servaient de témoins. A chaque temps de prélèvement correspondaient six feuilles, soit 24 disques traités par l'inhibiteur et 24 témoins. Le tableau ci-dessous indique le nombre moyen de lésions par disque, compté au quatrième jour (*t*, disques soumis à l'inhibiteur; T, disques témoins).

Temps de prélèvement...	ε(*).		30 mn.		1 h.		2 h.		3 h.		4 h.	
	t.	T.	*t.*	T.	*t.*	T.	*t.*	T.	*t.*	T.	*t.*	T.
Moule........	15,9	15,6	14,8	14,3	15,3	15,2	13,9	13,4	14,4	13,7	13,2	13,1
Huître........	12,7	11,6	12,8	12,8	13,3	13,5	12,0	15,2	13,2	13,7	14,1	13,5

(*) Le temps ε représente les quelques secondes nécessaires au prélèvement des disques après l'inoculation.

Les boîtes étaient placées en lumière continue à 15 cm de tubes fluorescents. Dans aucun lot *t* n'est significativement différent de T. L'action de l'inhibiteur succédant à l'inoculation, même au temps ε, aucune inhibition d'installation ne pouvait, bien entendu, être mise en évidence.

Les lésions des disques flottant sur le liquide additionné d'extrait de Moule avaient, dans tous les lots, l'aspect d'un point foncé de la grosseur d'une tête d'épingle, tandis que celles des témoins présentaient un point central entouré d'une auréole plus claire. L'extrait de Moule semblait donc avoir freiné la multiplication du virus bien que l'installation eût été identique à celle des disques témoins. Par contre, l'extrait d'Huître ne freinait nullement l'expansion des lésions locales.

Un nouvel essai a été réalisé ensuite avec des temps de prélèvement étagés de 0 à 72 h. Le temps 0 était obtenu en inoculant les feuilles avec un mélange, à parties égales, d'inhibiteur et d'extrait brut, le prélèvement des disques étant réalisé aussitôt après. Pour les autres temps on opérait comme ci-dessus. En outre, le liquide contenu dans les boîtes de Petri était additionné de mouillant tween à 4 ‰, des essais préalables ayant montré que ce dernier n'est pas inhibiteur. L'absence d'inhibition, avec les extraits d'Huître, après l'inoculation, ayant été confirmée, nous donnons ci-dessous uniquement les nombres moyens de lésions par disque en présence d'extrait de Moule (*t*) et sur milieu de Knop au 1/10 (T). Chaque lot comprenait 30 disques éprouvés et 30 témoins.

Temps de prélèvement...	0.	ε.	30 mn.	4 h.	6 h.	24 h.	48 h.	72 h.
t	0	0	0	0	0	0	10,9	13,33
T.....................	5,76	5,73	6,96	7,13	7,73	12,83	12,2	14,16
Inhibition (%)........	100	100	100	100	100	100	10,7	5,7 (*)

(*) Non significatif.

Dans ce deuxième essai, la formation des lésions a été complètement empêchée jusqu'au temps 24 h, c'est-à-dire bien après l'installation du virus. L'inhibition de multiplication, intervenant à un stade tardif, a donc été assez puissante pour prévenir le processus nécrogène. Au temps 48 h l'inhibition 10,7 % est significative au seuil 0,05. Les lésions formées dans ce lot, en présence d'inhibiteur, ne différaient pas de celles des disques témoins; le point central était entouré d'une auréole claire de dimension analogue. Le processus nécrogène n'était donc pas arrêté lorsqu'il avait pu s'amorcer. Au temps 72 h la plupart des lésions étaient déjà formées, *in situ*, lors du prélèvement des disques et croissaient de façon identique en présence ou en l'absence d'inhibiteurs. Il semble donc qu'au-delà d'un certain stade le processus d'inhibition de multiplication n'est plus efficace.

On remarquera d'ailleurs, en comparant les chiffres des témoins, l'action inhibitrice propre du flottage sur milieu de Knop. Celle-ci est d'autant plus accentuée que le prélèvement est précoce. Les disques subissant ce traitement sont certes soumis à des conditions anormales, tant au point de vue de la nutrition que des échanges gazeux et même de l'éclairement qui était continu. Une rectification convenable de la technique permettra peut-être de diminuer cet effet.

On a cherché à savoir si la différence de comportement des disques traités à l'extrait de Moule, dans les deux essais, était uniquement imputable à l'utilisation du mouillant dans le deuxième. A cet effet un troisième essai fut réalisé avec deux temps de prélèvement : 30 mn et 1 h. Pour chacun de ces temps un lot de 30 disques et les témoins correspondants étaient mis à flotter sur liquide additionné de tween à 4 ‰, un autre lot identique flottait sur liquide sans mouillant. Toutes les autres conditions contrôlables étaient les mêmes que dans l'essai précédent. Les résultats sont condensés ci-dessous en moyenne par disque.

	Tween 4 ‰.		Pas de mouillant.	
Temps	30 mn.	1 h.	30 mn.	1 h.
t	3,3	6,1	8,2	8,5
T	13,5	14,5	13,7	14,6 (*)
Inhibition (%)	75,6	58	40,2	41,8

(*) La différence entre le nombre des lésions des témoins avec et sans mouillant n'est pas significative.

Même en présence de mouillant, l'inhibition de la formation des lésions n'a pas été totale. Par contre, il y a eu diminution du nombre de lésions en l'absence de mouillant. Un ou plusieurs facteurs incontrôlés interviennent donc, dans les expériences. Un des plus importants pourrait être la concentration des extraits bruts en inhibiteurs. Il est souhaitable de parvenir rapidement à purifier ceux-ci afin de les utiliser à une concentration connue. On remarquera néanmoins que l'inhibition est supérieure, en présence de mouillant, à celle observée en l'absence de celui-ci.

En conformité avec le premier essai, la croissance des lésions locales était considérablement freinée par l'inhibiteur.

Malgré certaines imperfections techniques que nous avons tenu à souligner, les essais relatés confirment bien que les extraits de Moule exercent une action inhibitrice puissante lorsqu'on les fait agir après l'inoculation. Cette action n'est pas encore tout à fait nulle 48 h après cette dernière.

La question n'est cependant pas épuisée. Notamment, lorsque les lésions apparaissent et sont freinées dans leur croissance, les données relatées ne permettent pas de faire la part de l'inhibition de multiplication du virus et d'un hypothétique accroissement de la résistance des cellules au processus nécrogène. Seuls des essais réalisés sur des disques foliaires prélevés sur des tabacs d'une variété non hypersensible permettront, grâce au dosage des quantités de virus synthétisées en présence et en l'absence d'inhibiteur, de donner une image tout à fait précise du phénomène étudié.

(*) Séance du 13 novembre 1961.

(1) *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 3154. On trouvera, dans cette Note, des indications sommaires sur les techniques ainsi que la définition du terme extrait et des pourcentages d'inhibition.

(*Laboratoire de Botanique,*
École Nationale Supérieure Agronomique, Montpellier.)

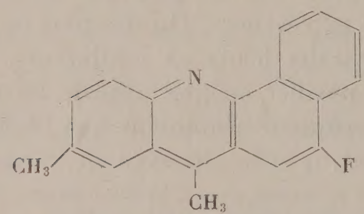
CANCÉROLOGIE. — *Affinité du noyau imidazole et de l'histamine pour des composés polycycliques fluorés de la série des cancérigènes.* Note de Mme **Simone Hatem-Champy** (1), transmise par M. Christian Champy.

Des études précédentes ont mis en évidence la réactivité sélective du noyau imidazole avec les substances cancérigènes en phase aqueuse. Cette réactivité s'est vérifiée sur le noyau lorsqu'il est isolé et lorsqu'il constitue un groupement fonctionnel comme dans la molécule d'histamine.

L'expérience a été reprise tant sur le noyau que sur l'histamine avec des substances nouvelles. Ce sont :

CH_3 N F CH_3

Fluor-3 diméthyl-7.10 benz-1.2 acridine.



Fluor-3 diméthyl-6.10 benz-1.2 acridine.

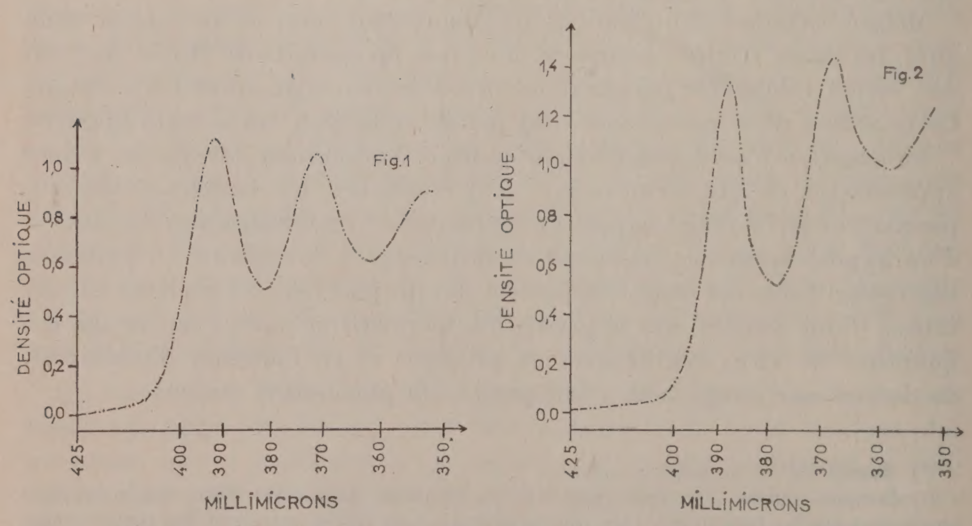


Fig. 1. — Densité optique du fluor-3 diméthyl-7.10 benz-1.2 acridine en solution dans l'éthanol à raison de 1 pour 10 000. Épaisseur traversée : $e = 0,5$ cm.

Fig. 2. — Densité optique du fluor-3 diméthyl-6.10 benz-1.2 acridine en solution dans l'éthanol à raison de 1 pour 10 000. Épaisseur traversée : $e = 0,5$ cm.

Ces substances ont été préparées par Ernst Bergmann.

Elles ont été examinées dans le visible et dans l'ultraviolet tout d'abord en solution dans l'éthanol, dans l'éther et dans l'hexane où elles se dissolvent franchement.

Les bandes de chacune des deux acridines accusent des positions identiques selon qu'on utilise l'éthanol, l'éther ou l'hexane comme solvant. Il semble donc qu'aucune réaction caractéristique ne se produise dans ces milieux.

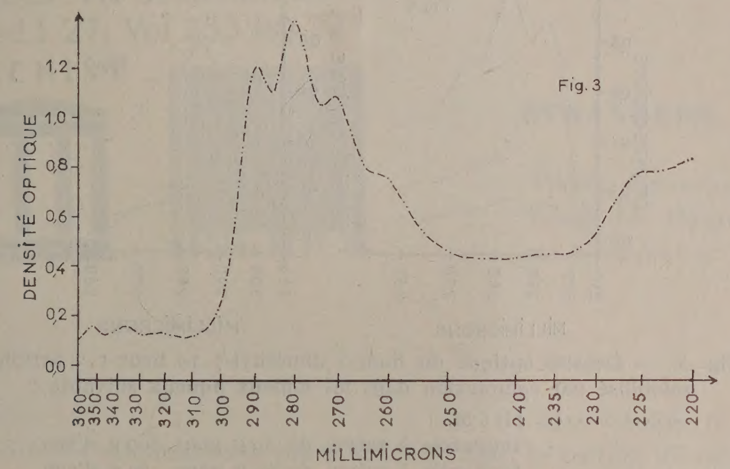


Fig. 3. — Densité optique du fluor-3 diméthyl-7.10 benz-1.2 acridine en solution dans l'éthanol à raison de 1 pour 70 000. Épaisseur traversée : $e = 0,5$ cm.

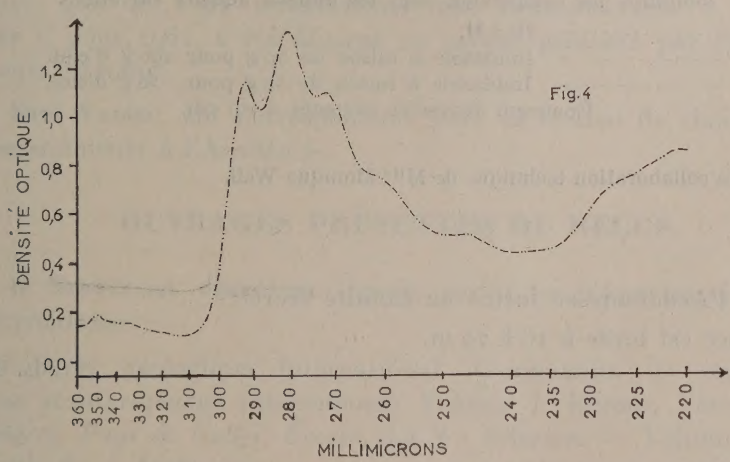


Fig. 4. — Densité optique du fluor-3 diméthyl-6.10 benz-1.2 acridine en solution dans l'éthanol à raison de 1 pour 70 000. Épaisseur traversée : $e = 0,5$ cm.

Ces substances sont insolubles dans l'eau où elles ne peuvent être lues dans la région d'étude même sous l'épaisseur de 10 cm. Si l'on introduit dans l'eau soit le noyau imidazole isolé, soit l'histamine, les substances sont

solubilisées par complexion. La solubilisation s'accroît avec la concentration de l'imidazole ou de l'histamine. Les bandes des substances sont déplacées par rapport à leur position dans l'éthanol, dans l'éther et dans l'hexane.

La complexion au noyau imidazole et à l'histamine se vérifie une fois encore avec des composés de la séries des cancérigènes, complexion qui assure la présence des substances en phase aqueuse.

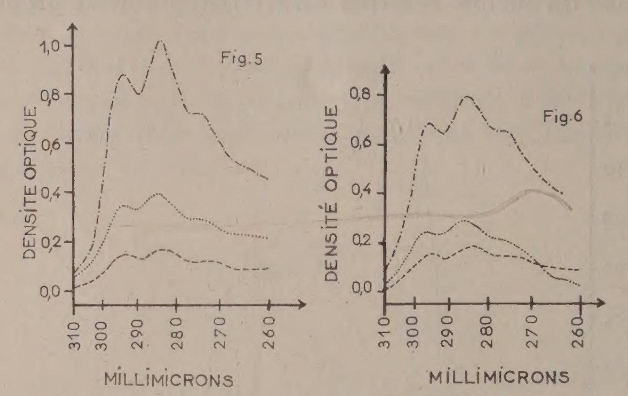


Fig. 5. — Densité optique du fluor-3 diméthyl-7.10 benz-1.2 acridine solubilisé par complexion dans les milieux aqueux suivants :

.... Hi 5 M.
----------- Imidazole à raison de 50 g pour 100 g d'eau.
—·—·—·—· Imidazole à raison de 50 g pour 50 g d'eau.
Épaisseur traversée ramenée à 0,1 cm.

Fig. 6. — Densité optique du fluor-3 diméthyl-6.10 benz-1.2 acridine solubilisé par complexion dans les milieux aqueux suivants :

.... Hi 5 M.
------------- Imidazole à raison de 50 g pour 100 g d'eau.
—·—·—·—·— Imidazole à raison de 50 g pour 50 g d'eau.
Épaisseur traversée ramenée à 0,1 cm.

(1) **Avec la collaboration technique de Mlle Monique Weil.**

A 16 h l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h 20 m.

L. B.